www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

8e JAARGANG No. 3, blz. 65-96 MAART 1946

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUCTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: HET NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN

SPERLAAGFOTOCELLEN

door W. Ch. van GEEL.

621.383.5

Sommige halfgeleiders, zooals koperoxydule en selenium, in combinatie met een metaal en daarvan gescheiden door een zeer dunne laag van isoleerende stof (sperlaag), vertoonen bij belichting het zg. sperlaag-foto-effect. Er ontstaat bij belichting een fotostroom, zonder dat daartoe een hulpspanning behoeft te worden aangelegd. In dit artikel wordt de werking van dergelijke sperlaag-fotocellen en het mechanisme der daarbij optredende verschijnselen besproken. Speciaal de selenium-fotocel wordt nader beschreven.

Indien men licht laat vallen op een alkali-electrode in een geëvacueerde of met een indifferent gas gevulde buis, dan worden daaruit electronen vrijgemaakt. Deze gaan zich nu bewegen in het omringende gas of vacuum. Door een geschikte hulpspanning aan te leggen ten opzichte van een metalen anode kan men er dan voor zorgen, dat deze door het zg. uitwendige foto-effect[1]) vrijgemaakte electronen zich naar de anode der aldus gevormde alkali-fotocel bewegen en derhalve aanleiding geven tot een zg. fotostroom. Uit het opvallende licht verkrijgt men op deze wijze echter slechts weinig electrische energie en meestal zal men dan ook de opgewekte fotostroom vóór het gebruik nog moeten versterken.

Bij de in dit artikel te bespreken sperlaag-fotocellen daarentegen wordt het opvallende licht omgezet in electrische energie, zonder dat hiertoe nog een hulpspanning behoeft te worden aangelegd. Het zg. sperlaag-foto-effect bestaat daarin, dat het licht electronen uit een halfgeleider door de sperlaag naar het aangrenzende metaal doet gaan, vanwaar zij dan door een uitwendige weerstand (bijv. een stroommeter) kunnen terugkeeren naar de halfgeleider. In dit geval krijgt men reeds zonder verdere hulpmiddelen een fotostroom van meetbare grootte, hetgeen natuurlijk het toepassen van dergelijke sperlaagfotocellen ten zeerste in de hand heeft gewerkt.

Ofschoon het sperlaag-foto-effect reeds in 1876 werd ontdekt door Adam en Day, terwijl het in 1884 nogmaals werd gevonden door Fritts, zijn de sperlaagfotocellen toch feitelijk pas in de laatste 10 jaren ontwikkeld tot technisch bruikbare toestellen. Zij vonden inmiddels een uitgebreide toepassing bij het meten van verlichtingssterkten, zooals dit zich bijv. voordoet bij fotografische belichtingsmeters, luxmeters, fotometers, colorimeters en dergelijke.

Samenstelling der sperlaagfotocel

De bouw van een sperlaagfotocel is in principe gelijk aan die van een sperlaaggelijkrichter[2]). Bij deze beide hebben wij te maken met een metaallaag en een halfgeleider, die gescheiden zijn door een dun isoleerend laagje, de zg. sperlaag. Teneinde een sperlaagfotocel te verkrijgen is het nu noodzakelijk de tegenelectrode of een metaallaag, die contact maakt met de halfgeleider, zoo dun te maken, dat deze het licht doorlaat. Dit kan dan binnendringen in de halfgeleider en aldaar electronen vrij maken.

Men onderscheidt nu twee soorten sperlaagcellen, naar gelang de sperlaag vóór of achter de halfgeleidende laag ligt en de electronen de halfgeleider verlaten aan de zijde, waar het licht invalt (vóórkantcel) of aan de andere zijde van de halfgeleider (achterkantcel). In *fig. 1* zijn deze beide mogelijkheden in principe geschetst. Hierbij stelt *1* steeds de halfgeleider voor en *2* de sperlaag, terwijl *3* de metalen tegenelectrode is, waarheen de fotoelectronen zich uit de halfgeleider door de sperlaag begeven. De metaallaag, die contact maakt met de halfgeleider teneinde de electronen na hun kringloop weer hierin te doen terugkeeren, is aangegeven met *4*. Het licht valt in volgens de richting der pijlen, zoodat bij de vóórkantcellen de metalen tegenelectrode *3* en de sperlaag *2*, bij achterkant-

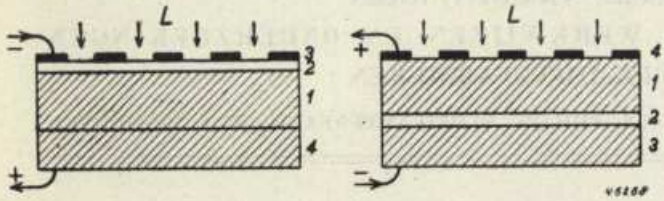
[1]) Philips techn. T. 2, 13, 1937.

[2]) Philips techn. T. 4, 104, 1939.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

cellen daarentegen het contactmakende metaallaagje *4* doorzichtig dienen te worden uitgevoerd. Zooals wij in fig. 1 kunnen zien, bewegen de electronen



a) b)

Fig. 1. Schetsmatige voorstelling van de bouw eener „vóórkantcel" (*a*), resp. „achterkantcel" (*b*). *L* invallend licht, *1* halfgeleider, *2* sperlaag. De metaallaag *3*, die als tegenelectrode dient, is bij *a* heel dun en doorzichtig, terwijl zij bij *b* fungeert als draagplaat. Omgekeerd is de met de halfgeleider contact makende metaallaag *4* in het geval *a* draagplaat en bij *b* juist doorzichtig uitgevoerd.

zich in de vóór- en achterkantcellen resp. tegen en in de richting van het opvallende licht.

Men vervaardigt tegenwoordig in hoofdzaak twee verschillende soorten sperlaagcellen, nl. koperoxydule- en seleniumcellen; de laatste worden ook door Philips gemaakt. De koperoxydule-cellen worden uitgevoerd, òf als vóórkantcel, òf als achterkantcel; de seleniumcellen daarentegen slechts als vóórkantcel. Om een vóórkantcel van koperoxydule te maken gaat men uit van een plaat koperoxydule (Cu_2O) met overmaat zuurstof, die er geleidingsvermogen aan geeft. De plaat zelf is dan tegelijk *4* en *1* uit fig. 1*a*. Door reductie of ionenbombardement wordt deze plaat oppervlakkig zoodanig bewerkt, dat er een sperlaag *2* op ontstaat van zuiver koperoxydule, dat een isolator is. Deze laatste is doorzichtig en moet tenslotte nog worden bedekt met een eveneens doorzichtig metaallaagje *3*, dat als tegenelectrode moet fungeeren.

Wil men daarentegen een achterkantcel van koperoxydule maken, dan gaat men uit van een koperen draagplaat, die zich bij verhitting op hooge temperatuur (1040 °C) aan de bovenzijde heeft bedekt met een laag koperoxydule met overmaat zuurstof. Dit zijn dan volgens fig. 1*b* de tegenelectrode *3* en de halfgeleider *1*, die gescheiden zijn door een dun laagje zuiver koperoxydule, dat fungeert als sperlaag *2*. Hierop brengt men nu tenslotte nog het doorzichtige metaallaagje *4* aan, dat zorg draagt voor het electrische contact met de halfgeleider *1*.

Zooals gezegd, is onze seleniumcel een vóórkantcel en de volgorde der lagen is derhalve, zooals is aangegeven in fig. 1*a*. Op een grondplaat *4* van aluminium, die voorzien is van een geprepareerd oppervlak, brengt men een halfgeleidende laag *1* van selenium aan. Het selenium heeft men hiertoe door middel van een warmtebehandeling gebracht in de zg. grauwe modificatie. Men voorziet dan verder het bovenoppervlak van dit selenium van een sperlaag *2*, waarop tenslotte door kathodeverstuiving nog een zeer dunne, doorzichtige metaallaag *3* wordt aangebracht, die als tegenelectrode fungeert. Bij de meeste seleniumcellen verkrijgt men de sperlaag *2* uit de halfgeleider *1* zelf door aan het oppervlak hiervan een chemische reactie te doen optreden, die een niet-geleidende oppervlaktelaag vormt. Aangezien deze sperlaag het selenium echter niet volkomen bedekt, heeft men bij de Philips seleniumcel daarenboven nog een afzonderlijke sperlaag aangebracht, die in geenerlei chemisch verband staat met de halfgeleider. Dientengevolge beschikt men niet slechts over een betere sperlaag, maar men heeft tevens nog het voordeel, dat het metaal van het dunne laagje *3*, dat op de sperlaag *2* wordt gedampt, niet kan reageeren met het selenium, aangezien deze beide lagen nu chemisch volkomen zijn gescheiden. De seleniumcellen met afzonderlijk aangebrachte sperlaag zijn derhalve veel langer tegen het bedrijf bestand dan die, welke niet hiervan zijn voorzien [3]).

Bovendien is het nog een voordeel van de afzonderlijke sperlaag, dat men het daarbij gemakkelijker in de hand heeft de eigenschappen van de sperlaag naar behoefte te wijzigen. Maakt men deze bijv. dikker, dan kan men daardoor de fotocel een kleinere capaciteit geven en tegelijkertijd de inwendige weerstand vergrooten, hetgeen voor bepaalde toepassingen gewenscht is.

Stroom en spanning der sperlaagfotocel

Valt er licht door de doorzichtige metaallaag *3* en de sperlaag *2* op de halfgeleider *1*, dan treden daarin twee verschillende werkingen op. Niet alleen begeven er zich electronen uit de halfgeleider door de sperlaag naar de metalen tegenelectrode (sperlaag-foto-effect), maar tevens veroorzaken de door het licht in het selenium vrijgemaakte electronen een grooter geleidingsvermogen [4]) van deze halfgeleider, hetgeen men inwendig foto-effect noemt. Vermoedelijk is er een verband tusschen deze beide effecten, maar het is zeer zeker nog de vraag, of de electronen, die bij het sperlaag-foto-effect van het selenium naar de sperlaag gaan, eerst door het inwendig foto-effect zijn vrijgemaakt uit

[3]) Ook bij de sperlaaggelijkrichters, die Philips vervaardigt, worden daarom deze beide sperlagen aangebracht.

[4]) In de techniek maakt men hiervan ook gebruik. Men brengt dan een seleniumcel, die in principe bestaat uit een stuk selenium met twee electroden, in een gesloten stroomkring onder spanning. Belicht men nu deze cel, dan neemt de inwendige weerstand af en de stroom dus toe. Door deze stroomverandering kan men bijv. een relais sluiten. Men noemt dit soort seleniumcellen vaak weerstandsfotocellen. (Vgl. Philips techn. T. **2**, 13, 1937).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

het selenium. Terwijl nl. het sperlaag-foto-effect direct bij belichting optreedt, is het inwendig foto-effect traag.

Verbindt men de beide electroden (*3* en *4*) onderling uitwendig, bijv. door een stroommeter, dan loopen bij belichting de electronen uit de tegenelectrode *3* door het meetinstrument, dat gewoonlijk slechts weinig weerstand bezit, naar de metalen laag *4*, die contact maakt met de halfgeleider *1*. De electrische stroomrichting is juist omgekeerd, zooals dan ook in fig. 1 door pijltjes is aangegeven. Bij alle uitvoeringsvormen der sperlaagcellen wordt bij belichting dus de tegenelectrode *3* negatief ten opzichte van de halfgeleider *1*. Tengevolge van dit spanningsverschil over de sperlaag *2* zullen nu de electronen terug willen loopen van de metalen tegenelectrode naar de halfgeleider. Immers, deze richting is de richting van goede doorlating voor een gelijkrichter. Was er in het geheel geen sprake van een terugloopende stroom, dan zou men slechts te maken hebben met een zuivere fotostroom en deze zou recht evenredig zijn met de verlichtingssterkte op de fotocel, zooals wordt weergegeven door de rechte lijn *a* in *fig. 2*. Hierbij komt dan echter de tegengesteld gerichte geleidingsstroom, die bijv. kan worden voorgesteld door kromme *b* in fig. 2 en ongeveer kwadratisch blijkt te verloopen met de spanning tusschen de electroden *3* en *4*. De totale stroom door de uitwendige kring krijgt dus tenslotte een verloop, zooals wordt aangegeven door kromme *c* in fig. 2.

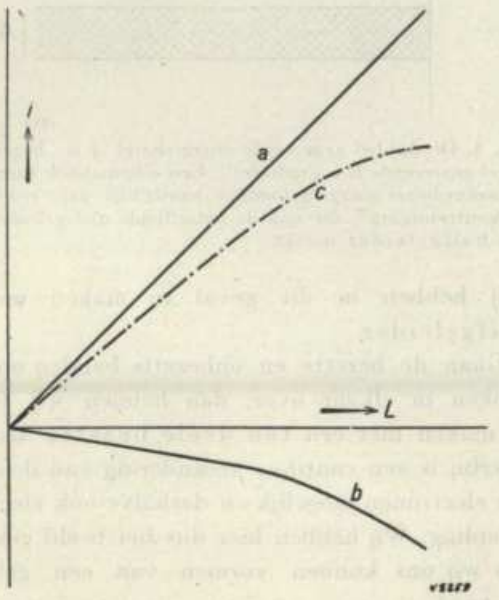


Fig. 2. De opgewekte stroom *i* in afhankelijkheid van de verlichtingssterkte *L* op de fotocel: *a* is de fotostroom, die optreedt zonder uitwendige weerstand, *b* is de tegengesteld loopende geleidingsstroom, die het gevolg is van de spanning over de sperlaag, en *c* is de totale stroom, die door de uitwendige weerstand gaat loopen.

De zoojuist gegeven voorstelling van zaken blijkt bij nader onderzoek nog te zeer vereenvoudigd te zijn. De geleidingsstroom *b*, die terug loopt tengevolge van de spanning op de sperlaag, wordt nl. niet uitsluitend bepaald door deze spanning, maar blijkt tevens nog af te hangen van de verlichtingssterkte, waaraan men de fotocel blootstelt. De arbeid, die noodig is om een electron uit de metalen tegenelectrode in de sperlaag te brengen (de zg. uittree-arbeid), wordt nl. tengevolge van de belichting wat kleiner, zoodat bij eenzelfde spanning de terugkeerende geleidingsstroom *b* voor de belichte cel nog wat grooter zal zijn dan voor de onbelichte.

In de voorafgaande beschouwingen is steeds sprake geweest van de stroom, die de fotocel kan sturen door een uitwendige stroomkring, maar het kan ook wel van belang zijn direct te weten, welke spanning zij onder verschillende omstandigheden kan leveren. Meet men de spanning met een voltmeter, die geen stroom verbruikt, dan krijgt men bij niet te sterke verlichting een spanning, die practisch evenredig is met de verlichtingssterkte, want zoowel de fotostroom als de opgewekte tegenspanning zijn dan vrijwel lineair daarmee. Bij sterkere verlichting neemt echter de tegenspanning ongeveer kwadratisch daarmee toe, zoodat de totale spanning in dat geval minder snel toeneemt dan evenredig met de verlichtingssterkte.

Mechanisme van de beweging der electronen in sperlaagfotocellen

Wij willen nu nog trachten het mechanisme van de geleiding door electronen in sperlaagcellen wat beter te begrijpen.

Brengt men van buiten af in een op zich zelf isoleerende stof vrije electronen, dan kunnen die zich daarin bewegen, zoodat er dan wèl geleiding mogelijk is. Volgens de moderne opvattingen over de electrische bouw der vaste stof is het echter niet mogelijk om electronen met elk willekeurig energiebedrag van buiten af naar binnen te brengen. In een vaste stof bestaan bepaalde intervallen van energiewaarden (zg. energiebanden), toegestaan voor de electronen, die zich naar binnen zouden willen begeven. In *fig. 3* is schematisch aangegeven, dat electronen der energiebanden *A* en *B* wel in de vaste stof mogen voorkomen, maar de daartusschen gelegen energieniveaus vormen een zg. verboden gebied.

In één bepaalde energietoestand [5]) mag zich

[5]) Deze wordt niet slechts gekenmerkt door de waarde van de energie, maar in het algemeen ook nog door verschillende andere grootheden, zooals bijv. het eigen impulsmoment der electronen, de zg. „electronenspin".

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

nu volgens de moderne quantumtheoretische opvattingen in iedere elementaire cel van het kristal slechts één electron bevinden. Een energietoestand kan dan dus „bezet" of „onbezet" zijn. Indien bijv. in de energieband A de toestanden geheel bezet zijn, hetgeen wij in fig. 3 door dubbel arceeren hebben aangegeven, terwijl de enkel gearceerde band B geheel onbezet is, dan is het niet mogelijk om met behulp van een electrisch veld aan een electron een kleine energievermeerdering te geven, daar alle andere toestanden met slechts weinig van het oorspronkelijke bedrag afwijkende energiewaarden reeds volledig bezet zijn en voor het bereiken van een onbezette energietoestand in band B een veel te groot energiebedrag noodig zou zijn. Wij hebben dus te maken met een isolator, waarin geen electriciteitsgeleiding kan optreden.

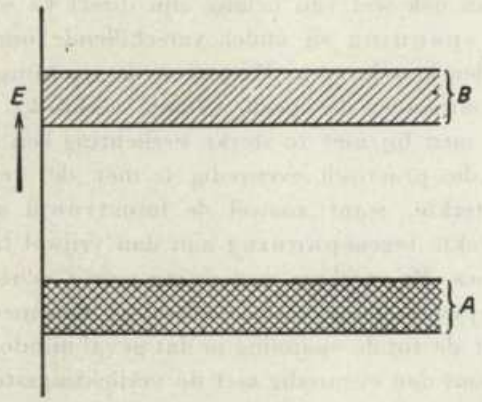


Fig. 3. Schetsmatige voorstelling der electronentoestanden in een isolator. De energiebanden A en B der electronenniveaus zijn „toegestaan", terwijl daartusschen een voor de electronenenergie E „verboden" gebied ligt. De dubbel gearceerde band A is geheel „bezet" en de enkel gearceerde band B is „onbezet".

Wel kan men echter door bestralen met licht van een voldoend hooge frequentie ν aan een electron, dat zich bevindt in een energietoestand behoorende tot de volle band A, volgens Einstein een energiequantum $h\nu$ geven, waardoor dit electron terecht komt in een hoogere toestand, die gelegen is in de oorspronkelijk onbezette energieband B. Voor electronen, die zich bevinden in energietoestanden van de slechts ten deele bezette band B is het nu mogelijk om tengevolge van een uitwendig electrisch veld over te gaan naar andere energietoestanden, die slechts weinig hooger zijn gelegen in dezelfde band B. Op deze wijze is dus door belichten de isolator geleidend geworden, welk verschijnsel wij in het voorafgaande als inwendig foto-effect hebben besproken.

Met behulp van het hier ingevoerde begrip der energiebanden willen wij nu het electrisch geleidingsvermogen van vaste stoffen nader behandelen. Hebben wij te maken met een volle en een leege band, waarvoor het verschil der energiewaarden groot is ten opzichte van de gemiddelde energie kT der warmtebeweging, dan is deze laatste niet in staat de electronen uit de volle band te doen overgaan naar de leege band, waar zij tot het geleidingsvermogen zouden kunnen bijdragen. Zooals gezegd, is dit het beeld, dat wij ons moeten maken van een volkomen isolator. Door echter aan een dergelijke isolator een vreemde stof toe te voegen is het mogelijk ook electronentoestanden te scheppen, wier energiewaarden gelegen zijn in het gebiedje C tusschen A en B, zooals in *fig. 4* is aangegeven. Ligt nu de door de „verontreiniging" veroorzaakte energieband C dicht onder de onbezette band B, dan is het mogelijk, dat de gemiddelde warmtebeweging der electronen wèl in staat is om electronen uit de band C naar toestanden in band B over te brengen, maar dit kan dan niet op groote schaal plaats vinden, daar er slechts weinig energietoestanden in deze band C ter beschikking staan tengevolge van het feit, dat de „verontreinigingen" meestal slechts met een klein percentage voorkomen in de stof.

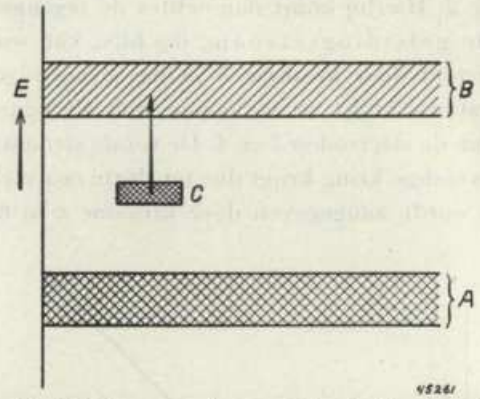


Fig. 4. De dubbel gearceerde energieband A is „bezet" en de enkel gearceerde B is „onbezet". Een schematisch aangegeven, eveneens bezet energiegebiedje C wordt bijv. geleverd door een „verontreiniging", die van de betreffende niet-geleidende stof een halfgeleider maakt.

Wij hebben in dit geval te maken met een halfgeleider.

Gaan de bezette en onbezette banden ononderbroken in elkaar over, dan hebben wij feitelijk te maken met een ten deele bezette band B. Hierbij is een continue verandering van de energie der electronen mogelijk en derhalve ook electrische geleiding. Wij hebben hier dus het beeld gekregen, dat wij ons kunnen vormen van een geleidend metaal.

Tevens is uit deze voorstelling van zaken meteen duidelijk, dat bij toenemende temperatuur (grootere kT) de warmtebeweging der electronen beter in staat is om, in het geval van gescheiden banden A en B, een electron van A naar B

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

te brengen, zoodat tengevolge van de daardoor geleverde, gedeeltelijke bezetting van de hoogere energieband B het electronische geleidingsvermogen voor isolatoren en halfgeleiders bij hoogere temperatuur zal toenemen, hoewel het in het algemeen toch te verwaarloozen blijft ten opzichte van het geleidingsvermogen van metalen.

Voor de combinatie van een halfgeleider en een metaal, die door een dunne sperlaag van isoleerende stof van elkaar zijn gescheiden, krijgen wij in de evenwichtstoestand ongeveer [6]) het in *fig. 5* weergegeven schetsmatige beeld voor de ligging der energieniveaus. Het licht dringt (komende van rechts in fig. 5) bij een seleniumcel, die een vóórkantcel is volgens fig. 1*a*, door de dunne metaallaag en de sperlaag in de halfgeleider binnen en zal daar dan electronen uit de bezette band A kunnen brengen naar de leege band B, zoodat die electronen nu het geleidingsvermogen van het selenium zullen vergrooten (inwendig foto-effect). De electronen uit de volle band A van het halfgeleidende selenium kunnen door het licht echter ook worden gebracht in de nog hooger gelegen onbezette band B' van de sperlaag en zóó deze isolator een weinig

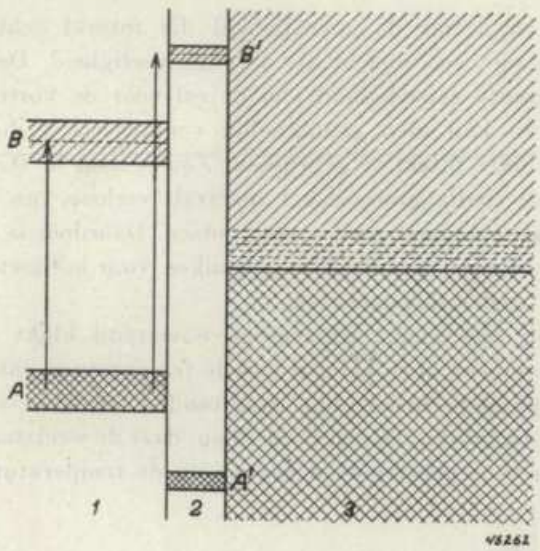


Fig. 5. Schetsmatig beeld van de ligging der energieniveaus bij een combinatie van een halfgeleider *1* met een metaal *3* gescheiden door een sperlaag *2*. A' en B' zijn resp. een bezette en een onbezette energieband in de sperlaag. In het metaal hebben we te maken met een continuum van toegestane energieniveaus, die tot aan een bepaalde grensenergie geheel zijn bezet (dubbel gearceerd) en daarboven slechts zeer spaarzaam bezet (enkel gearceerd).

geleidend maken. Zij begeven zich dan door de sperlaag naar de doorzichtige metalen tegenelectrode en leveren ons aldus het sperlaag-foto-effect. Het energiebedrag $B'-A$, dat een electron hiertoe van het opvallende licht moet ontvangen, heet de uittree-arbeid voor de electronen in het geval der sperlaagcellen en is geheel analoog aan de uittree-arbeid der electronen bij alkali-fotocellen, die in dat geval nl. noodig is om de electronen uit het alkalimetaal in het vacuum te brengen. Loopen de foto-electronen eenmaal in de sperlaag in een energietoestand van de onbezette band B', dan zullen zij daaruit overgaan in het continuum van weinig bezette (enkel gearceerde) energietoestanden van het metaal, zoodat dan de kringloop kan worden gesloten, als wij het metaal weer geleidend verbinden met het selenium [7]).

Voor het emitteeren van electronen door de lichtgevoelige halfgeleider naar de sperlaag geldt dezelfde betrekking van Einstein als voor de uitzending van electronen bij alkali-fotocellen:

$$h\nu - h\nu_0 = {}^1/_2\, m\, v^2 = eV_m \quad . \; . \; . \quad (1)$$

Hierin stelt ν de frequentie voor van het licht, dat op de sperlaagcel valt, en ν_0 de frequentie, die minstens noodig is om de electronen uit de bezette band A van de halfgeleider te brengen naar de onbezette band B' van de sperlaag. De resteerende energie bezitten de geleidingselectronen in de sperlaag dus als kinetische energie: ${}^1/_2\, mv^2$. Tenslotte beteekent V_m de tegenspanning, die men minstens moet aanleggen teneinde te beletten, dat de electronen uit de halfgeleider treden en naar de sperlaag gaan; dit is dus de zg. remspanning.

Aangezien selenium het zichtbare licht zeer sterk absorbeert, kan dit er slechts tot op een geringe diepte in doordringen, zoodat de electronen worden vrijgemaakt in een gebied van de halfgeleider, dat vlak tegen de sperlaag aan ligt. Er is dus wel reden om te onderstellen, dat inderdaad de electronen, die het sperlaag-foto-effect leveren, op de hier zoojuist geschetste wijze uit de halfgeleider door een foto-effect worden vrijgemaakt en dat het hier beschreven mechanisme althans in hoofdtrekken goed rekenschap geeft van de bij sperlaag-fotocellen optredende verschijnselen van geleiding door electronen. Van de wijze, waarop deze verschijnselen afhangen van de temperatuur, is echter moeilijk een bevredigende verklaring te geven en hier willen wij dan ook niet nader op ingaan. Wij merken alleen

[6]) In deze schematische voorstelling is geen rekening gehouden met optredende contactpotentialen, ruimteladingen en breedte van de energiebanden.

[7]) Vraagt men zich in dit verband wellicht af, waarom slechts uit de halfgeleider en niet uit het metaal electronen door het licht worden gebracht in de onbezette band B' van de sperlaag, dan is hierop het antwoord, dat voor de electronen, die van het licht een dergelijke energie zouden verkrijgen, een zóó groot aantal onbezette toestanden in het metaal zelf beschikbaar zijn, dat zij practisch vrijwel geen kans zullen hebben om juist in die band B' van de sperlaag te komen, terwijl er voor een electron met die energie daarentegen in de halfgeleider geen toegestane energietoestand ter beschikking staat, zoodat dit electron dan wel moet worden opgenomen in de onbezette band B' van de sperlaag.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

nog op, dat bij een van buiten aangelegde negatieve spanning op het selenium een zeer sterk foto-effect optreedt, waarbij zich traagheidsverschijnselen voordoen, zoodat in dit geval zeker een nauw verband met het eveneens trage inwendige foto-effect voor de hand ligt.

Gegevens over de seleniumcel

In *fig. 6* zijn stroomkarakteristieken gegeven van de door Philips vervaardigde seleniumcellen van 2 bij 4 cm. Wij zien, dat er, in ieder geval bij verlichting met wit licht, bij een uitwendige weerstand van 10 ohm een lineair verband bestaat tusschen de electrische stroom en de verlichtingssterkte, dat ook bij 2500 lux nog geen neiging tot verzadiging gaat vertoonen. Bij 100 ohm komt er beginnende bij 2000 lux een lichte verzadiging tengevolge van de reeds besproken geleidingsstroom in tegengestelde richting. Bij nog grootere uitwendige weerstanden doet zich dit verzadigingseffect bij sterke verlichting steeds duidelijker gelden, zoodat er bij een uitwendige weerstand van 1000 ohm al nauwelijks meer sprake is van een lineair beginstuk der stroomkarakteristiek. Bij een uitwendige weerstand van bijv. 11 000 ohm wordt de stroom zelfs bij een verlichting van 2500 lux niet grooter dan 15 μA, hetgeen bij de stroomkarakteristieken van fig. 6 niet meer duidelijk is aan te geven.

Het verloop van de spanning over uitwendige weerstanden van resp. 500, 1000, 2000 en 11 000 ohm hebben wij in *fig. 7* geteekend.

In *fig. 8* is de spectrale gevoeligheid der seleniumcel weergegeven, dwz. de verhouding tusschen de stroom, die wordt geleverd bij verlichting met een bepaalde energie van een langs de abscis uitgezette golflengte, en de stroom, die men krijgt bij eenzelfde verlichtingsenergie met een golflengte van ongeveer 5500 Å. Dit is nl. de golflengte, waarvoor de seleniumcel het gevoeligst is; toevalligerwijze komt de golflengte, waarvoor het menschelijk oog het gevoeligst is, hiermee vrijwel overeen. De ooggevoeligheidskromme is in fig. 8 ter vergelijking gestippeld geteekend. Het verloop dezer beide spectrale gevoeligheidskrommen is aan de zijde der lange golven vrijwel hetzelfde. Aan de zijde der korte

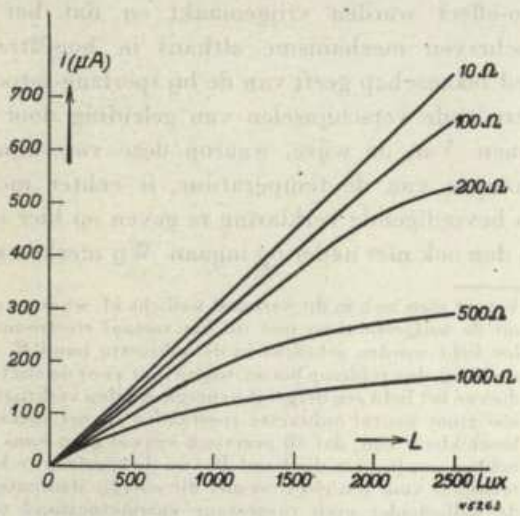


Fig. 6. Stroom als functie van de verlichtingssterkte L met wit licht bij verschillende uitwendige weerstanden.

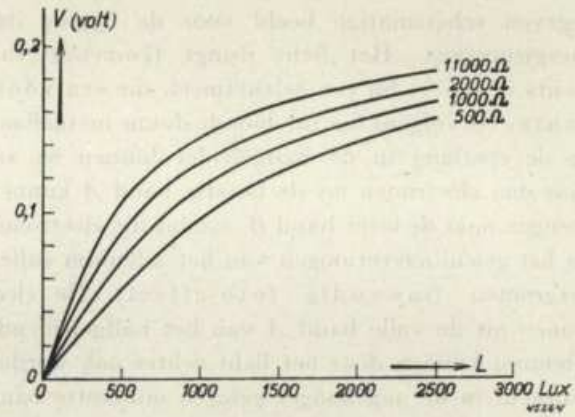


Fig. 7. Over verschillende uitwendige weerstanden opgewekte spanning V als functie van de verlichtingssterkte L.

golven neemt de gevoeligheid der fotocel echter lang niet zoo snel af als de ooggevoeligheid. Deze te groote gevoeligheid van de cel voor de kortere golven kan men gemakkelijk compenseeren door geschikte filters te gebruiken. Zoo is men in staat bij de sperlaagfotocel het spectrale verloop van de ooggevoeligheid goed na te bootsen. Daardoor is de seleniumcel zeer goed te gebruiken voor het meten van verlichtingssterkten.

Bij zeer kleine uitwendige weerstand blijkt de stroom niet af te hangen van de temperatuur, maar bij grootere uitwendige weerstanden treedt er wel een dergelijke afhankelijkheid op, daar de weerstand voor de tegenstroom afhangt van de temperatuur.

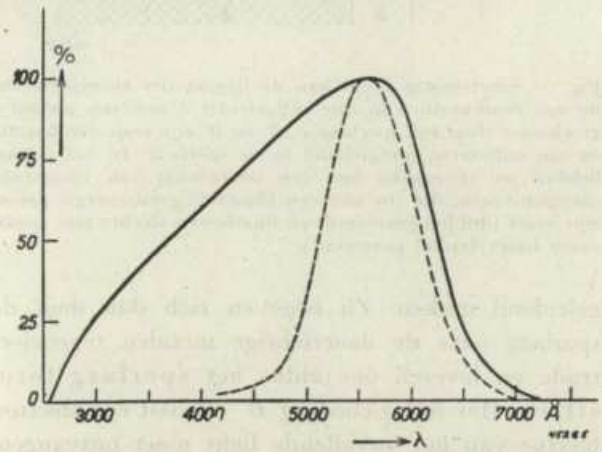


Fig. 8. De getrokken kromme stelt de spectrale gevoeligheid der seleniumcel voor in afhankelijkheid van de golflengte λ, te vergelijken met het gestippeld aangegeven verloop der ooggevoeligheidskromme.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De grootte van de temperatuurcoëfficient van de stroom hangt zeer sterk af van de wijze, waarop de cel is vervaardigd, doch ook van de verlichtingssterkte. Per graad temperatuurverandering kan de stroom wel met 1 à 10 pro mille varieeren. De temperatuurcoëfficient blijkt toe te nemen met de verlichtingssterkte en met de uitwendige weerstand.

Tenslotte willen wij nu nog even nagaan, hoe groot het vermogen is, dat een sperlaagfotocel kan afgeven onder verschillende omstandigheden. In *fig. 9* is bij verschillende verlichtingssterkten het geleverde vermogen in μW weergegeven in afhankelijkheid van de weerstand in ohm. Bij iedere verlichtingssterkte blijkt er een uitwendige weerstand te behooren, waarvoor het afgegeven vermogen maximaal is. Deze waarde van de uitwendige weerstand, waarbij het maximale vermogen wordt afgegeven, blijkt kleiner te zijn, naarmate de verlichtingssterkte grooter wordt gekozen.

Teneinde een grooter vermogen op te wekken kan men een aantal fotocellen parallel schakelen, zoodat men bij dezelfde spanning de som der afzonderlijke stroomen krijgt. De fotocellen leveren nl. zooals gezegd, in eerste instantie een fotostroom, terwijl de fotospanning een verschijnsel is, dat optreedt over de uitwendige weerstand, waar de stroom door loopt. Men moet derhalve de cellen niet in serie schakelen, want dan krijgt men in die keten slechts een fotostroom gelijk aan die der minst gevoelige cel.

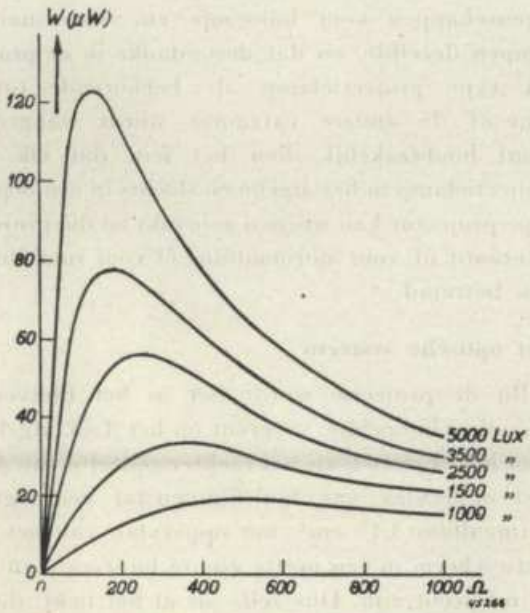


Fig. 9. Door een Philips seleniumcel geleverd vermogen W in afhankelijkheid van de uitwendige weerstand uitgezet voor verschillende verlichtingssterkten.

Zet men stralingsenergie van de zon om in electrische energie door middel van een sperlaagcel, dan blijkt het rendement slechts ongeveer 2% te bedragen. Het vermogen van een groote cel met een oppervlak van ongeveer 150 cm² blijkt bij volle zon nog maar juist voldoende om een gloeilampje te laten branden of een motortje te kunnen aandrijven; voor het opwekken van groote, electrische vermogens is de sperlaagfotocel dus niet geschikt.

Toepassingen der seleniumcel

Een der bekendste toepassingen van de sperlaagcellen is het gebruik als fotografische belichtingsmeter. Bij elk fotografisch materiaal is de zwarting, die dit materiaal bij belichting gedurende een zekere tijd verkrijgt, binnen zekere grenzen evenredig met de logarithme van de opvallende intensiteit. Nu is bij de sperlaagcel, wanneer men een uitwendige weerstand van ongeveer 500 ohm gebruikt, de opgewekte stroom ook nagenoeg evenredig met de logarithme van de er op vallende verlichtingssterkte. Wij zagen dit reeds aan het karakter der krommen van fig. 6, terwijl nu in *fig. 10* de kromme voor 500 ohm is uitgezet met een logarithmische schaal der verlichtingssterkte en dan vrijwel recht blijkt te zijn. De door een bepaalde verlichtingssterkte opgewekte electrische stroom is dus een rechtstreeksche maat voor de zwarting, die fotografisch materiaal bij een bepaalde belichtingstijd verkrijgt tengevolge van die verlichtingssterkte.

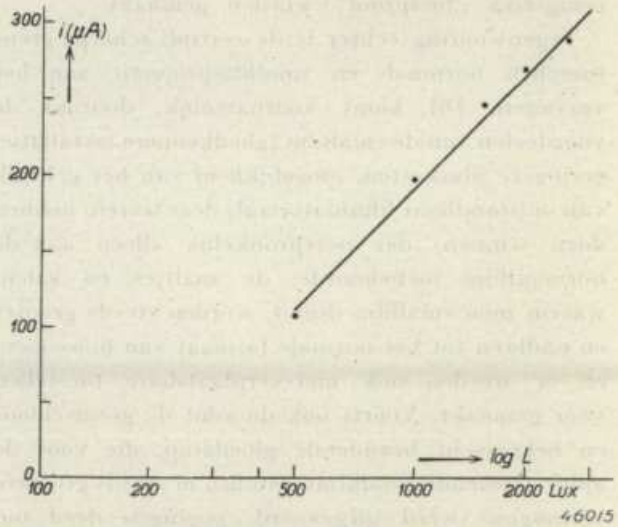


Fig. 10. De stroom i bij een uitwendige weerstand van 500 ohm blijkt ongeveer lineair af te hangen van de logarithme van de verlichtingssterkte L.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

GLOEILAMPEN VOOR FILMPROJECTIE

door Th. J. J. A. MANDERS. 621.326.73

Uit de eigenschappen van het optische systeem, waarin filmprojectielampen worden gebruikt, worden voor gloeilampen voor dit doel de volgende eischen afgeleid: het filament moet een groote helderheid bezitten en een bepaald klein vlakje zoo volledig mogelijk vullen, de diameter van de ballon moet klein zijn, en de lamp moet automatisch worden gejusteerd. Aan de hand van voorbeelden uit de talrijke typen bioscoop- en smalfilmlampen, die door Philips worden vervaardigd, wordt uiteengezet, op welke wijze men tracht aan deze en nog eenige andere eischen te voldoen. Vooral de constructie van het filament en de rol, die de gasvulling van de lamp speelt, worden van verschillende zijden belicht.

Bioscooplampen en smalfilmlampen

Toen naast de oude, in bioscopen gebezigde normaalfilm van 35 mm breedte de smalfilm opkwam (aanvankelijk $9^1/_2$ mm, later ook 8 en 16 mm breed), leek het eerst, alsof zoowel het toepassingsgebied als ook de gebruikte projectietoestellen voor beide principieel zouden verschillen. Immers, het kernprobleem van de projectietechniek bestaat daarin, de groote lichtstroom, die men op het doek moet werpen, door het kleine filmvenster te wringen, en het oppervlak hiervan is bij smalfilm van 16 mm bijna vijf maal, van 8 mm meer dan twintig maal zoo klein als bij normaalfilm. Smalfilm was derhalve vóórbestemd voor de huiskamer of voor kleine zaaltjes met een klein projectiescherm, waar men met minder licht toekwam. En terwijl normaalfilm met behulp van booglampen en spiegelcondensoren werd geprojecteerd, werkten de voor kleine kring projecteerende smalfilmtoestellen uitsluitend met gloeilampen en lenzencondensoren. Alleen zóó konden zij voldoende klein en goedkoop, veilig in het bedrijf, gemakkelijk te verplaatsen en eenigszins „foolproof" worden gemaakt.

Tegenwoordig echter is de eertijds scherpe grens tusschen normaal- en smalfilmprojectie aan het vervagen. Dit komt voornamelijk, doordat de voordeelen van de smalfilm (goedkoopere installatie, geringere filmkosten, mogelijkheid van het gebruik van onbrandbaar filmmateriaal) deze terrein hebben doen winnen, dat oorspronkelijk alleen aan de normaalfilm toebehoorde: de zaaltjes en zalen, waarin men smalfilm draait, worden steeds grooter en naderen tot het normale formaat van bioscopen, en er worden ook niet-verplaatsbare toestellen voor gemaakt. Voorts ook doordat de geruischloos en beheerscht brandende gloeilamp, die voor de aldus groeiende smalfilmtoestellen in steeds grootere vermogens werd uitgevoerd, pogingen deed om ook in de normaalfilmprojectoren de onrustige, sissende koolboog te verdringen. Dit kon haar in kleinere bioscopen tot op zekere hoogte gelukken, niet echter in groote zalen, waar de booglamp het door haar grootere helderheid bleef winnen. Hier trad in de laatste jaren vóór de oorlog de superhoogedruk kwiklamp als nieuwe, ernstige mededinger van de booglamp op [1]), en de opdringende smalfilm heeft zich inmiddels eveneens van dit hulpmiddel meester gemaakt om verder terrein te veroveren. Het gebied der projectie in niet al te groote ruimten blijft echter onbestreden aan de gloeilamp toebehooren, hetzij met normaalfilm, hetzij met smalfilm.

Wanneer wij nu in dit artikel de gloeilampen voor filmprojectie willen behandelen, zullen wij volgens het bovenstaande geen scherpe grens tusschen lampen voor normaalfilm — zg. bioscooplampen — en lampen voor smalfilm kunnen t ekken. Er bestaat wel een, ten deele op traditie berustend, verschil in levensduur: volgens algemeen erkende richtsnoeren moet deze bij bioscooplampen 100 uur bedragen, terwijl men bij smalfilmlampen genoegen neemt met 50, 25 of zelfs slechts 10 uur. Principieel zijn echter de eischen en eigenschappen voor bioscoop- en voor smalfilmlampen dezelfde, en dat desondanks in de practijk elk type projectielamp als behoorende tot de ééne òf de andere categorie wordt aangeduid, komt hoofdzakelijk door het feit, dat elk type projectielamp in het algemeen slechts in een bepaald type projector kan worden gebruikt en die projector uiteraard òf voor normaalfilm òf voor smalfilm zal zijn bestemd.

Het optische systeem

Bij de projectie wordt het in het filmvenster staande filmbeeldje vergroot op het doek afgebeeld door het objectief; zie het rechter gedeelte van *fig. 1*. Het oppervlak van het filmvenster bedraagt bij normaalfilm 3,17 cm², het oppervlak van het projectiescherm in een matig groote bioscoop kan bijv. 20 m² groot zijn. Dus zelfs als al het licht, dat op het filmbeeldje valt, ook op het doek komt, zal de verlichtingssterkte van het doek meer dan 60 000 maal zoo klein zijn als die van het filmvenster. Wil men bijv. 50 lux op het doek hebben (meestal

[1]) Zie Philips techn. T. 4, 2, 1939.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

wordt 75 of 100 lux verlangd), dan moet de verlichtingssterkte op het filmbeeldje, indien nog rekening gehouden wordt met de verliezen door

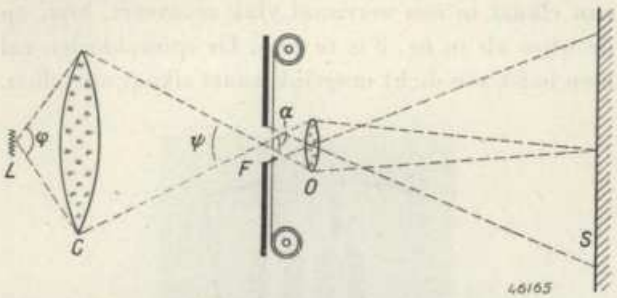


Fig. 1 Het voor filmprojectie gebruikte optische systeem. Het licht van het filament van de lamp L wordt over een groote hoek door de condensorlens C opgevangen en op of nabij het filmvenster F geconcentreerd. Het langs F passeerende filmbeeldje wordt door het objectief O op het scherm S geprojecteerd.

reflectie en absorptie van het objectief (ca 50%), rond 6 millioen lux bedragen.

Deze enorm sterke verlichting wordt verkregen door met een condensorsysteem het beeld van een zeer heldere lichtbron, in ons geval het filament van de projectiegloeilamp, op of nabij het filmvenster te ontwerpen; zie het linker gedeelte van *fig. 1*. De condensor heeft, zooals men in de figuur ziet, de functie om het door de lichtbron uitgestraalde licht over een zeer groote hoek φ op te vangen en dit onder een kleinere hoek ψ op de film te concentreeren. De hoek ψ moet het liefst gelijk zijn aan de hoek α waaronder het objectief licht van het filmvenster kan opnemen. Want in het geval $\psi<\alpha$ wordt het objectief niet geheel met licht gevuld, en in het geval $\psi>\alpha$ gaat er licht ongebruikt aan het objectief voorbij.

Gewoonlijk kenmerkt men de prestaties van een projector door de totale lichtstroom Φ op te geven, welke het objectief op het doek werpt. Hiervoor kan op eenvoudige wijze [2]) de formule worden afgeleid:

$$\Phi = k \cdot F \cdot B \cdot \pi \sin^2\alpha.$$

F is het oppervlak van het filmvenster, B de (gemiddelde) helderheid van de lichtbron en k een factor, die alle verliezen in rekening brengt; hiertoe behooren voornamelijk de verliezen in de condensor en het objectief, de verliezen op het filmvenster en de verliezen door de roteerende vlinder, die het licht in de perioden van voortbeweging van de film onderschept.

Eischen aan de lichtbron

De formule leert, dat het voor het verkrijgen van een zoo groot mogelijke lichtstroom op het doek gewenscht is om de helderheid van de lichtbron zoo hoog mogelijk op te voeren. Verder zal men de verliesfactor k klein trachten te houden. Een belangrijk aandeel hierin hebben in ons geval de verliezen op het filmvenster. Omdat het filament van een gloeilamp nl. niet een gelijkmatig lichtend vlak is, mag het niet precies op het filmvenster worden afgebeeld. Immers, dan zou de structuur van dit filmbeeld door het objectief mee op het doek worden geprojecteerd. Men beeldt derhalve het filament meer naar voren af, in het objectief of op een plaats tusschen objectief en filmvenster. Met andere woorden, het filmvenster staat niet op de plaats van grootste vernauwing van de door de condensor geleverde lichtbundel en een meer of minder groot gedeelte (70% bijv.) van deze bundel wordt door de randen van het filmvenster afgesneden. Hoe gelijkmatiger nu de helderheid van het filament is, des te dichter mag het beeld ervan bij het filmvenster komen te staan en des te kleiner wordt het hierop geleden verlies. Zoo groot mogelijke gelijkmatigheid van de helderheid van het filament is dus een tweede eisch.

Verdere eischen volgen uit een beschouwing van het condensorgedeelte van de projector. Het licht van de projectielamp wordt klaarblijkelijk des te economischer gebruikt, hoe grooter de hoek φ is in verhouding tot de hoek $\psi = \alpha$. Wil men nu de afstand tusschen lichtbron en filmvenster tot een bepaalde lengte beperken, om het heele projectietoestel niet te groot te laten worden, dan beteekent een groote hoek φ, dat men het filament van de lamp zeer dicht bij de condensor moet kunnen brengen, dus dat de diameter van de ballon van de lamp zoo klein mogelijk moet worden gemaakt. Voorts krijgt men bij gegeven φ en ψ een bepaalde vergrooting van het filament. Daar de grootte van het filamentbeeld vastgelegd is door de grootte van het te vullen objectief, is hiermee ook de minimum grootte van het filament voorgeschreven. In het algemeen blijkt, dat het filament een rechthoekje moet beslaan van tusschen 5 en 10 mm breed. Men mag het filament wel grooter maken, maar wint daar in eerste benadering niets mee.

Met de afmetingen is ook de plaats van het filament nauwkeurig voorgeschreven. Het is daarom gewenscht om er bij de constructie van de lamp voor te zorgen, dat bij het zetten van de lamp in de projector het filament automatisch op de juiste plaats in het optische systeem komt te staan.

Tenslotte de eischen, wat betreft de levensduur. Hierboven noemden we al de tijden, die hiervoor zijn vastgesteld. Daar de levensduur normaal wordt bepaald door de snelheid van verdamping

[2]) Zie bijv. het in [1]) aangehaalde artikel.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

van de gloeidraad, beteekent het voorschrijven van de levensduur voor den lampenfabrikant in eerste instantie, dat hij de bedrijfstemperatuur geschikt moet kiezen. Daarmee is in hoofdzaak ook de helderheid gegeven. We zullen zien, hoe de fabrikant met de hem ter beschikking blijvende beperkte graden van vrijheid (aard en configuratie van het gloeilichaam, gasvulling) tracht om de helderheid nog zooveel mogelijk op te voeren. Daarnaast moet hij zorgen, dat de lamp haar natuurlijke levensduur ook ten volle haalt en niet al eerder bezwijkt door de mechanische trillingen, waaraan zij in de filmprojector tengevolge van het schoksgewijze filmtransport is blootgesteld; verder dat de lichtprestatie van de lamp tijdens haar levensduur zoo weinig mogelijk achteruitgaat door zwarting van de ballon of door deformaties van het kleine, aan een zeer bepaalde plaats gebonden filament.

Constructie van het filament

Het gebruik van gespiraliseerde draad

Voor de constructie van het filament zijn volgens het bovenstaande drie eischen van primair belang: het moet een bepaald rechthoekje van 5 à 10 mm breedte beslaan, de helderheid moet zoo gelijkmatig mogelijk en de gemiddelde helderheid zoo groot mogelijk zijn.

Naar aanleiding van de eerste en tweede eisch zou men kunnen meenen, dat een wolfraambandje, zooals in de bekende, voor optische metingen ontwikkelde bandlampen wordt toegepast, voor ons doel de aangewezen oplossing zou zijn. Op ongekunstelde wijze zou dan een zeer gelijkmatig lichtend vlakje worden verkregen. Dit zou echter ten koste van onze derde eisch gaan: ten opzichte van de bij gloeilampen gebruikelijke gespiraliseerde draad moet voor eenzelfde levensduur de bedrijfstemperatuur, en daarmee de helderheid, van het bandje aanzienlijk lager worden gekozen. Dit komt, doordat het bandje een naar verhouding grooter oppervlak voor verdamping biedt, terwijl bovendien de diktetoleranties bij het walsen van band grooter zijn dan bij het trekken van draad. De toelaatbare temperatuur, die er op berekend moet zijn, dat de dunste plekken niet vóór de gewenschte levensduur bezwijken, wordt daardoor bij het bandje nog verder omlaaggedrukt.

Ook in de helderheid, die bij gegeven gloeitemperatuur wordt verkregen, staat het bandje ten achter bij de gespiraliseerde draad, doordat bij de laatstgenoemde een zeker „zwarte-lichaam-effect" optreedt [3]).

Er wordt dus terwille van eisch drie, de groote helderheid, een gespiraliseerde draad genomen, waarmee men dan zoo goed en zoo kwaad als het kan het voorgeschreven vlakje moet trachten te vullen. Hiervoor wordt de spiraal gewoonlijk in een aantal stukken verdeeld, die men evenwijdig aan elkaar in een verticaal vlak monteert, bijv. op de wijze als in *fig. 2* is te zien. De spiraaldeelen zal men liefst zoo dicht mogelijk naast elkaar opstellen.

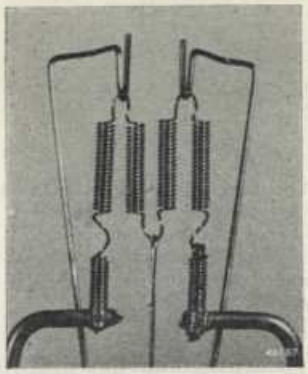


Fig. 2. Filament van gespiraliseerde draad, samengesteld uit vier evenwijdig geplaatste spiraaldeelen.

Ten eerste wordt hierdoor de gelijkmatigheid van de helderheid van het te ontwerpen filamentbeeld beter, of nauwkeuriger gezegd: zijn structuur wordt verfijnd, zoodat reeds een geringe onscherpte der afbeelding voldoende is om de structuur onzichtbaar te maken. Het filamentbeeld mag dan dus dichter bij het filmvenster worden ontworpen. Ten tweede wordt natuurlijk de gemiddelde helderheid van het filamentbeeld grooter, naarmate de niet-lichtende tusschenruimten van het filament een minder groot oppervlak beslaan.

Het vullen van het filamentvlak

De projectielampen worden, evenals de meeste gloeilampen voor normale verlichtingsdoeleinden, met gas gevuld, waardoor de verdamping van het wolfraam wordt tegengegaan en het filament voor eenzelfde levensduur op hoogere temperatuur mag gloeien. De gasvulling maakt echter, dat aan het verkleinen van de onderlinge afstand der spiraaldeelen een grens wordt gesteld door de eisch, dat er tusschen naburige deelen geen doorslag mag optreden.

Op verschillende manieren wordt getracht, ondanks deze beperking tot een zoo volledig mogelijke opvulling van het voorgeschreven vlakje te geraken.

In de eerste plaats ligt het voor de hand, de lamp

[3]) Blank wolfraam heeft een emissiecoëfficient van ongeveer 0,5. Doordat bij de spiraal een deel der straling een of meer keeren tusschen de windingen heen en weer gereflecteerd wordt alvorens naar buiten te treden, krijgt de straling meer het karakter van die van een zwart lichaam en de emissiecoëfficient nadert dienovereenkomstig meer tot de waarde 1.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

voor een lage spanning te maken. De spanningen tusschen de filamentdeelen en daarmee de noodzakelijke tusschenruimten worden dan vanzelf klein. Daarbij komt, dat andere, nog belangrijkere argumenten voor de keuze van een lage spanning pleiten. Bij een gegeven vermogen is de stroomsterkte omgekeerd evenredig met de spanning. Met een grootere stroomsterkte correspondeert een kortere en dikkere draad. Een dikkere draad mag voor een bepaalde levensduur op hoogere temperatuur gloeien, daar hij naar verhouding een kleiner oppervlak voor de verdamping van het wolfraam aanbiedt. De lampen voor lage spanning hebben derhalve bij gelijke levensduur een grootere helderheid dan die voor hoogere spanning. Om een indruk te krijgen van het verschil, vergelijke men een 110 V, 100 W lamp en een 30 V, 100 W lamp, beide voor 100 uur levensduur: de eerste heeft een draad van 65 μ dik, de gloeitemperatuur bedraagt ca 3000 °K, de verkregen helderheid 350 stilb; de tweede heeft een draad van 155 μ dik, gloeitemperatuur ca 3100 °K, helderheid 950 stilb. Voorts heeft de kortere, dikkere draad het voordeel, dat men een minder lange spiraal, dus minder spiraaldeelen en daarmee minder tusschenruimten noodig heeft, terwijl bovendien de dikkere draad door zijn grootere stevigheid op een dikkere doorn kan worden gespiraliseerd, zoodat de breedte der spiraaldeelen gunstiger wordt, vergeleken met de tusschenruimten. Zelfs is het hierbij mogelijk, door toepassing van een dikke doorn, het geheele filamentvlakje met een enkele spiraal, zonder onderverdeeling, zeer behoorlijk op te vullen.

Afgezien van de warmteverliezen door de polen, welke bij een korte draad en groote stroomsterkte (dikke pooldraden!) meer op de voorgrond treden en welke maken, dat men met de spanning nooit lager dan ca 15 V gaat, heeft een lage spanning alleen het nadeel, dat er voor het bedrijf op het net een voorschakelapparaat noodig is, hetzij een transformator, hetzij — indien het op het rendement van de projector minder aankomt dan op de aanschaffingsprijs — een weerstand.

Waar met het oog op dit nadeel vele fabrikanten van projectoren toch liever met hooge lampspanningen bleven werken, stonden nog andere middelen voor het gelijkmatiger vullen van het filamentvlak ter beschikking. Een hulpmiddel, dat bij alle soorten projectielampen (die voor lage spanningen incluis) te baat wordt genomen, is het aanbrengen van een sferische spiegel achter het filament. Deze hulpspiegel ontwerpt een reëel beeld van het filament zoodanig, dat de beelden van de spiraaldeelen juist in de open ruimten tusschen de werkelijke spiraaldeelen vallen. Het hierdoor te behalen voordeel in gemiddelde helderheid op het filmvenster kan tot 50% bedragen. De beste gelijkmatigheid zalm en klaarblijkelijk verkrijgen, indien de tusschenruimten der spiraaldeelen, zooals bij het filament in fig. 2, niet breeder zijn dan de spiraaldeelen zelf. Heeft men echter een filament voor hooge spanning, dan kan eenerzijds de spiraal, om bij de dunne slappe draad voldoende stevigheid te verkrijgen, slechts dun worden gemaakt, terwijl anderzijds de tusschenruimten tusschen de spiraaldeelen ter vermijding van de kans op doorslag juist groot moeten zijn; men vergelijke eens een dergelijk filament voor 220 V met een voor 30 V, beide voor 100 W (*fig. 3*). Bij een dergelijke ijle vulling kan, zooals de figuur laat zien, ook de hulpspiegel slechts een matige gelijkmatigheid verzekeren.

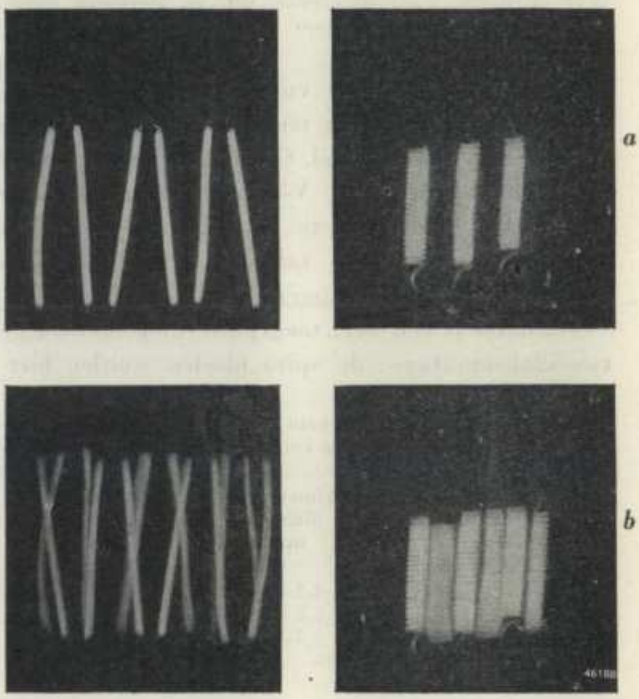


Fig. 3. Filamenten van een 220 V, 100 W smalfilmlamp (links) en een 30 V, 100 W smalfilmlamp (rechts). *a*) Het filamentbeeld zonder hulpspiegel, *b*) met hulpspiegel. Bij het filament voor de hooge spanning is de vulling van het vlak onbevredigend, ook nog bij toepassing van de hulpspiegel.

Meer effect sorteert men dan door het dubbel spiraliseeren van de gloeidraad. Dit principe — van de gloeilampen voor normale verlichtingsdoeleinden („Bi-Arlita") voldoende bekend — verbetert het rendement door vermindering van de warmte afgifte aan het gas, veroorlooft bij gelijke levensduur een iets hoogere gloeitemperatuur toe te passen dank zij een geringe vermindering der verdamping, versterkt het reeds vermelde zwarte-lichaam-effect, en verschaft in ons geval tevens de mogelijkheid het filamentvlak weer

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

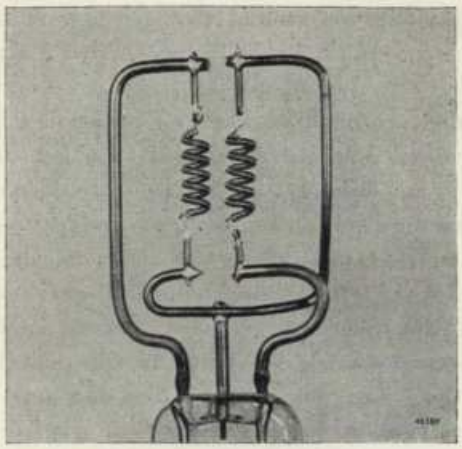


Fig. 4. Filament van dubbelgespiraliseerde draad (110 V, 250 W). Men lette op de schakeling der beide spiraaldeelen: beide worden in dezelfde richting door de stroom doorloopen, zoodat tusschen elk paar naburige punten der twee deelen slechts de halve spanning van de lamp staat. Hierdoor kunnen de twee deelen dichter bij elkaar staan, dan wanneer de twee uiteinden, waar de stroom toe- en afgevoerd wordt, op gelijke hoogte naast elkaar lagen.

ongeveer even goed te vullen, alsof we een laagspanningsdraad hadden ter dikte van de thans te spiraliseeren enkelspiraal. Op deze wijze gelukt het bijv. om met een 110 V-dubbelspiraal eenzelfde gemiddelde helderheid te verkrijgen als met een 60 V-enkelspiraal; zie *tabel I*. In *fig. 4* is een dergelijk dubbelgespiraliseerd filament weergegeven.

Tenslotte is een veel toegepaste mogelijkheid de tweevlaksmontage: de spiraaldeelen worden hierbij niet in één vlak, maar in twee achter elkaar gelegen evenwijdige vlakken gemonteerd, zoodanig, dat de spiraaldeelen van het ééne vlak achter de tusschenruimten der deelen in het andere vlak komen te staan, zie *fig. 5*. Het is wel duidelijk, dat men aldus een zeer goede gelijkmatigheid en een zeer groote gemiddelde helderheid kan verkrijgen, vooral als men bovendien nog een hulpspiegel toepast. Zooals in *tabel II* te zien is, steken dan ook deze tweevlaksfilamenten met hoofd en schouders boven de andere uit. Bij één der hier opgesomde lampen is door combinatie van verschillende der genoemde kunstgrepen — tweevlaksmontage, lage spanning en hulpspiegel — een helderheid van 4500 stilb verkregen. Dit is wel ongeveer de hoogste waarde, die men thans met

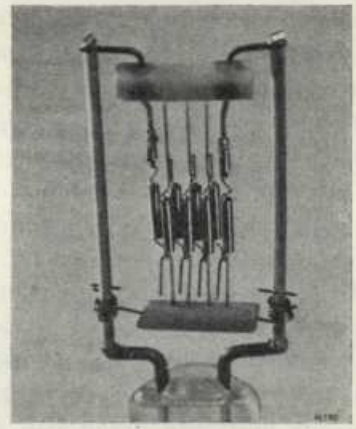


Fig. 5. Tweevlaksfilament, schuin van boven gezien. Het systeem van haken, die de spiraaldeelen aan de bovenkant voor zijdelingsche uitwijkingen behoeden, is vast aan de polen bevestigd, de overeenkomstige haken aan de onderkant daarentegen kunnen in verticale richting op en neer bewegen dank zij een geleiding door twee busjes, die over de polen glijden (zg. zakinrichting, zie hieronder). Er zij nog gewezen op de isolatoren tusschen de haken en de polen: deze zijn gemaakt van een speciaal keramisch materiaal, dat in de fabriek wordt bereid en gevormd en dan met ingezette haken gebakken.

Tabel I. Gemiddelde helderheid, zonder hulpspiegel, van vier verschillende smalfilmlampen voor 100 W en 50 uur levensduur.

Spanning volt	Spiraal	Afmetingen filament mm²	Gemiddelde helderheid stilb
30	enkel	5,2×4,5	1150
60	enkel	6,5×5	700
110	dubbel	5,5×5	700
220	dubbel	10 ×8	225

Tabel II. Gegevens van eenige Philips bioscoop- en smalfilmlampen.

Vermogen watt	Spanning volt	Levensduur *) uur	Filamentvorm	Afmetingen filament mm²	Totale lichtstroom lumen	Gemiddelde helderheid*) stilb
100	110	100	eenvl.	9 × 6,2	1 700	480
100	30	50	eenvl.	5,2× 4,5	2 300	1650
250	110	100	eenvl.	10 × 8	5 950	1200
250	50	50	eenvl.	7 × 6	6 000	2300
500	110	100	eenvl.	12 ×10,5	12 700	1650
500	110	25	tweevl.	7,8× 7,6	12 500	3500
750	15	100	eenvl.	8,5× 9,5	20 000	4100
750	110	25	tweevl.	9,5× 9	19 800	3800
900	30	100	eenvl.	11 ×12,5	25 000	3000
900	30	100	tweevl.	11,5× 8	25 000	4500
1200	110	10	tweevl.	12 ×12	36 500	4200

*) De levensduur geldt zonder, de gemiddelde helderheid mèt hulpspiegel.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

gloeilampen heeft bereikt. Ter vergelijking zij vermeld, dat de spiraal van een gewone 220 V, 100 Dlm „Bi-Arlita"lamp voor de huiskamer een gemiddelde helderheid van 680 stilb heeft, een fluorescéerende buislamp 0,3, de koolboog 20 000, de hooge intensiteitsboog 80 000, de watergekoelde superhoogedruk kwiklamp (SP 1000) in de as der ontlading 45 000 stilb.

Eenige puntjes op de i

De beschreven maatregelen werken alle in de richting van een grootere concentratie van het filament en een grootere gemiddelde helderheid. Hun effect wordt echter ten deele weer te niet gedaan door een ongelijkmatiger verdeeling van de temperatuur, waarvan zij zelf de oorzaak zijn. Daar voor de levensduur van het filament de temperatuur van het heetste punt doorslaggevend is, vervalt men voor een bepaalde levensduur tot een des te lagere gemiddelde temperatuur, hoe ongelijkmatiger de temperatuurverdeeling is. Zoodoende moet men een deel van de winst in helderheid weer prijsgeven. Dit effect — de ongunstiger verhouding tusschen hoogste en gemiddelde temperatuur — is reeds merkbaar bij de overgang van enkel- tot dubbelspiraal; sterker is het bij de overgang van éénvlaks- tot tweevlaksfilament; en het wordt nog verder geaccentueerd, als er een hulpspiegel bijkomt, doordat dan een gedeelte der teruggekaatste straling weer op het filament zelf terechtkomt en hier plaatselijk de temperatuur verhoogt. Neemt men met de hierdoor verminderde levensduur genoegen, dan had men feitelijk ook zonder hulpspiegel al wat in helderheid kunnen winnen door de temperatuur van het filament op te voeren. Onafhankelijk van het genoemde tegeneffect blijft echter de winst, verkregen in de projector, doordat bij gelijkmatiger helderheid het filamentbeeld dichter bij het filmvenster mag komen te staan.

Wanneer tot nog toe sprake was van ongelijkmatigheid van de helderheid van het filament, dan hadden we daarbij altijd het oog op de min of meer periodieke variaties die aangetroffen worden als men het filament dwars over de spiraaldeelen en tusschenruimten, of eventueel in de lengterichting over de windingen van een spiraal doorloopt. Hierop gesuperponeerd is een geleidelijke daling van de helderheid van het midden naar de randen van het filament, veroorzaakt door het feit, dat de randgedeelten door de onbelemmerde zijdelingsche uitstraling sterker afkoelen, zie *fig. 6*. Op zichzelf is een dergelijke, niet al te sterke, daling naar de rand toe, die men dan terugvindt in de verlichting van het filmbeeldje en daarmee in de verlichting op het doek, geen ernstig bezwaar.

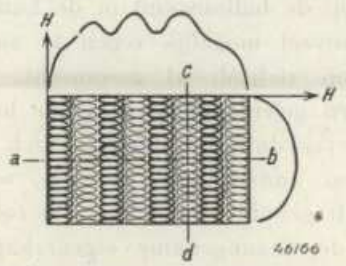


Fig. 6. Helderheidsverdeeling in het filamentbeeld, verkregen van een tweevlaksfilament met hulpspiegel. Boven: de verdeeling, gemeten langs de lijn *a-b*; rechts: die langs de lijn *c-d*. De helderheid is gemeten met een fotocelletje van ongeveer de halve breedte van het spiraalbeeld; zij is uitgezet in willekeurige eenheden. (Zie: G. Mili, J. Soc. Motion Pict. Eng. **28**, 168, 1937.)

Zij brengt echter mee, dat we een zekere correctie moeten aanbrengen in de hierboven gedane bewering betreffende de vereischte grootte van het filament: het heeft wel degelijk een zeker nut om het filament wat grooter te maken dan de minimum grootte. Immers, dan wordt van het te groote filament alleen het middelste, heetere gedeelte gebruikt, waarvoor de gemiddelde helderheid aanzienlijk hooger kan zijn. En in de practijk wordt dit voordeel nog versterkt, doordat een grooter filament bij gelijke spanning correspondeert met een grooter vermogen, dus een grootere stroomsterkte, dus een dikkere draad en daarmee weer een hoogere toelaatbare temperatuur voor eenzelfde levensduur.

Tenslotte nog een opmerking over de gasvulling. De spanning, waarbij voor een gegeven afstand tusschen de spiraaldeelen doorslag kan optreden, hangt van het gas af. Bij normale lampen neemt men een mengsel van stikstof en argon. Het argon veroorzaakt minder energieverlies door warmtegeleiding, verbetert dus de lichtopbrengst per watt, maar doet de doorslagspanning dalen. Daar het bij de filmprojectielampen minder op de specifieke lichtopbrengst aankomt dan op een zoo groot mogelijke concentratie van het filament, worden deze lampen met zuivere stikstof gevuld, waardoor de spiraaldeelen wat dichter bij elkaar gebracht kunnen worden zonder kans op doorslag.

Door eventueele deformaties, tengevolge van mechanische trillingen, warmte-uitzettingen of rekristallisatie, wordt de kans op doorslag verhoogd of kan er zelfs sluiting tusschen de deelen optreden. Het dient hier vermeld, dat men eerst door de vooruitgang in de wolfraamfabricage in de laatste 10 jaren erin is geslaagd, de deformaties door rekristallisatie bij het ouder worden van de lamp zoover te verminderen, dat het mogelijk werd om tweevlaksfilamenten te construeeren. Ook bij éénvlaksfilamenten is het natuurlijk gewenscht, dat de spiraaldeelen tijdens de levensduur goed recht blijven. Toch klemt de eisch hier nog niet zoo zeer, daar slechts bij deformatie der spiraaldeelen in één richting kans op sluiting bestaat, terwijl bij tweevlaksfilamenten deformatie in haast elke richting een sluiting kan veroorzaken.

Plaatsing van het filament

Teneinde te voldoen aan de hierboven genoemde wensch, dat het filament bij het inzetten van de lamp in de projector automatisch op de juiste plaats komt, wordt elke lamp voorzien van een binnenhuls en een buitenhuls, welke laatste slechts op één bepaalde manier in de lamphouder van de projector kan worden geplaatst (zg. centreerhuls). In een model van de gegeven projector wordt de lamp met binnenhuls eerst precies in de juiste stand ten opzichte van de buitenhuls gebracht, hetgeen door projectie van het gloeiende filament op een schermpje met merkteekens wordt gecontroleerd, zie *fig. 7*. Hierop wordt de binnenhuls in de buitenhuls vastgesoldeerd.

Dat de beschreven justeering plaats vindt, terwijl de lamp normaal brandt, is essentieel, want in koude toestand van de lamp staat het filament in het algemeen op een andere plaats dan in warme, doordat de polen en haken en het filament zelf bij het warm worden uitzetten. Iets dergelijks geldt

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

voor het geval, dat de hulpspiegel op de ballonwand zelf wordt aangebracht, waarbij het justeeren van het filament ten opzichte van de spiegel tijdens het insmelten van het brugje geschiedt, door eenvoudig

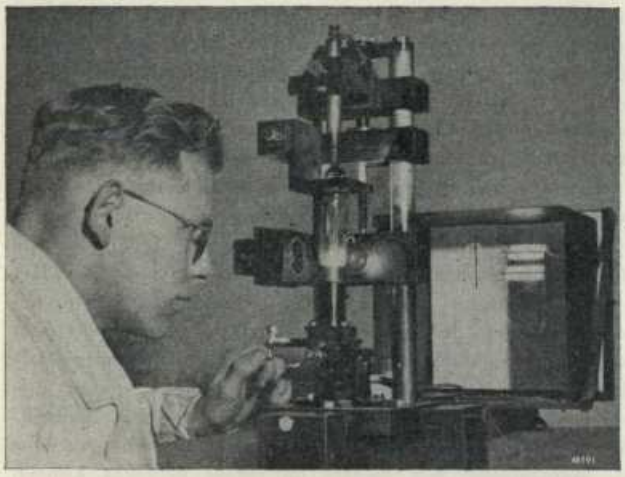


Fig. 7. Het toestel voor het justeeren van het filament ten opzichte van de centreerhuls. Rechts op het scherm ziet men de filamentbeelden, waarvan het eene rechtstreeks, het andere, loodrecht hierop gezien, via een prisma op het scherm is geprojecteerd. Door draaien en verschuiven van de ballon moeten de beelden tot dekking worden gebracht met een op het scherm aangebrachte teekening. De juiste onderlinge stand van deze teekening en de lamphouder wordt regelmatig met een normaallamp gecontroleerd.

het spiegelbeeld van het filament waar te nemen: In de koude toestand moeten filament en spiegelbeeld een bepaald stuk ten opzichte van elkaar verschoven zijn, teneinde in de warme toestand goed in elkaar te passen (zie fig. 10).

Het is natuurlijk zaak, dat alle deelen van het filament tijdens de geheele levensduur voldoende nauwkeurig op hun plaats blijven, met name niet door eventueel optredende materiaalspanningen worden vervormd of vertrokken. Hoe zulke spanningen kunnen ontstaan, wordt door *fig. 8* verduidelijkt. De hier als voorbeeld geteekende tweedeelige spiraal moet aan de onderkant door een haak tegen zijdelingsche uitwijkingen worden beveiligd. Doordat het dunne filament veel sneller warm resp. koud wordt dan de dikke polen, krijgt de spiraal bij het inschakelen een paar seconden lang eenige speling; bij het uitschakelen daarentegen zou de spiraal (en de haak) eenige oogenblikken onder een groote trekspanning komen te staan. Om dit te vermijden, wordt bij de ingewikkelder filamenten (tweevlakssystemen) een zg. zakinrichting toegepast; verg. fig. 5. De haken zijn hierbij niet vast gemonteerd, maar kunnen in verticale richting een stukje op en neer bewegen, terwijl zij de spiraaldeelen toch voldoende steun tegen zijdelingsche uitwijkingen geven.

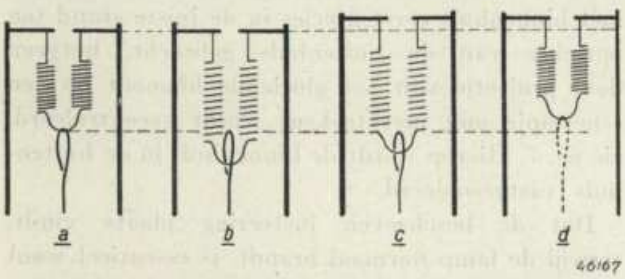


Fig. 8. Het uitzetten en krimpen van een tweedeelig filament en de polen, bij het in- en uitschakelen. *a*) Koude toestand; *b*) direct na inschakelen: spiraal warm, polen nog koud; *c*) in bedrijf; *d*) direct na uitschakelen: spiraal koud, polen nog warm.

Dank zij deze maatregelen en dank zij de eerder vermelde afwezigheid van deformaties der spiralen door rekristallisatie, blijft de juiste stand van alle deelen van het filament tijdens de geheele levensduur gehandhaafd en treedt er geen lichtterugval in de projector door geleidelijke ontjusteering op.

De ballon

De in het begin afgeleide eisch, dat het filament zoo dicht mogelijk bij de condensor moet kunnen worden gebracht, leidt er toe, dat we de, meestal buisvormig uitgevoerde, ballon een zoo klein mogelijke diameter moeten geven. Een grens wordt hieraan gesteld, doordat de ballonwand, al te dicht langs het gloeiende filament verloopend, te heet zou worden. Dit kan nog in de hand worden gewerkt door de zwarting, die in normale gevallen na verloop van eenige tijd op de ballonwand ontstaat door het verdampte en op het glas neergeslagen wolfraam, dat een gedeelte van de straling absorbeert en aldus de ballon nog heeter doet worden. Drie middelen staan ter beschikking om toch tot een kleine ballondiameter te geraken. Ten eerste maakt men de ballon uit een speciaal hard glas, dat een zeer hoog verweekingspunt heeft, nl. ca 750 °C. Ten tweede past men, vooral in smalfilmprojectoren, een geforceerde koeling door middel van een ventilator toe. Ten derde tracht men het neerslaan van het verdampende wolfraam op de ballonwand in de buurt van het filament zooveel mogelijk tegen te gaan. Dit is trouwens op zichzelf al gewenscht, omdat de zwarting een geleidelijk toenemende lichtterugval tijdens de levensduur der lamp met zich meebrengt.

Bij een en ander speelt het gas, waarmee de ballon wordt gevuld, een belangrijke rol. Heeft het eenerzijds de onaangename eigenschap, dat het zelf door warmtegeleiding vanuit het filament heet wordt en daardoor de ballon sterker opwarmt, zoo doet het anderzijds, wat de zwarting betreft, goed werk, doordat in het verwarmde gas een strooming ontstaat, die het verdampte wolfraam meevoert

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

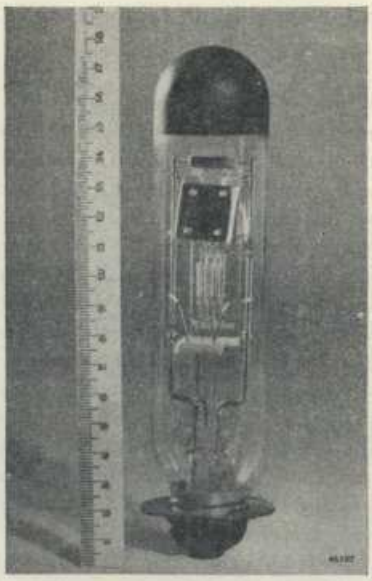


Fig. 9. Philips smalfilmlamp 110 V, 1000 W. Boven het filament zijn twee nikkelen plaatjes gemonteerd, waar het opstijgende gas langs stroomt en aan de meegevoerde verdampte wolfraamdeeltjes gelegenheid geeft zich af te zetten. Het bovenste gedeelte van de ballon is zwart gespoten, om te beletten, dat er door de ventilatiegaten van de projector licht in de zaal komt.

en het meerendeel ervan niet vlak bij het filament maar elders in de ballon doet neerslaan. Men kan dit effect versterken door boven het filament in de opstijgende gasstroom nikkelen gaasjes of plaatjes aan te brengen, waarop de wolfraamdeeltjes zich afzetten (*fig. 9*). Op deze wijze is het gelukt om de ballondiameter van smalfilmlampen voor 1000 W en 1200 W tot dezelfde grootte te beperken

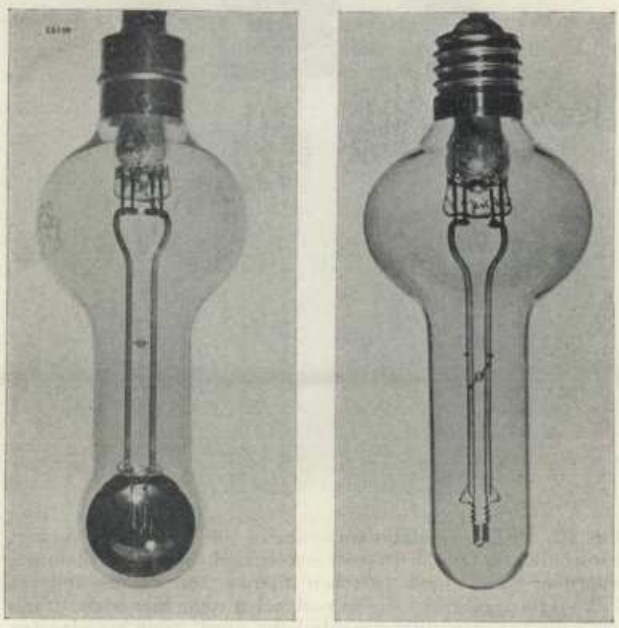


Fig. 10. Twee Philips bioscooplampen 15 V, 750 W, met zg. hangende constructie. De linker lamp heeft een op de binnenzijde van de ballon aangebrachte hulpspiegel van opgedampt aluminium.

als bij een 750 W lamp, nl. slechts 38 mm. Nog effectiever is de toepassing van de zg. hangende constructie; zie *fig. 10*. De in dit geval boven het filament gelegen pooldraden, die nabij het filament zeer heet worden, fungeeren als een soort schoorsteen, die de opstijgende gasstroom aanvankelijk langs de as van de lamp doet verloopen. In de bolvormige verwijding bovenaan de ballon krijgt het gas dan een wervelende beweging, waarbij practisch al het meegevoerde wolfraam gelegenheid krijgt zich aldaar op de wand af te zetten. Het afgekoelde, naar beneden stroomende gas, waarin nog slechts weinig wolfraamdeeltjes aanwezig zijn, wijkt een stuk boven het filament weer van de ballonwand af om naar het filament toe te stroomen (*fig. 11*). Derhalve

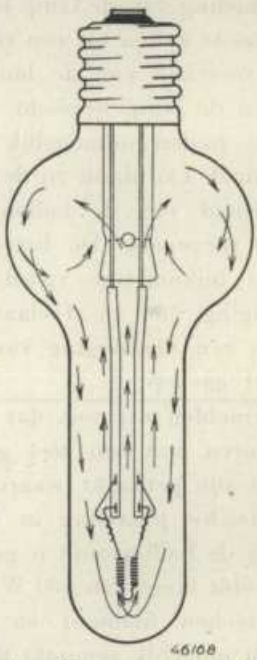


Fig. 11. Gasstrooming, die ontstaat in de lampen van fig. 10.

blijft de ballonwand ter hoogte van het filament practisch volkomen vrij van zwarting, terwijl hier ook geen verwarming plaats vindt door erlangs strijkende heete gassen. Zoodoende kon bijv. bij de in fig. 10 rechts afgebeelde 750 W lamp, die zonder kunstmatige koeling moest werken, de diameter toch tot bijna dezelfde waarde (44 mm) als bij de boven aangehaalde lampen met geforceerde koeling worden teruggebracht.

De geschetste gasstroomingen kunnen heel aardig zichtbaar worden gemaakt, door een dergelijke lamp te vervaardigen met een aangezet buisje, waardoor tijdens het bedrijf een kleine hoeveelheid lucht tot de ballon kan worden toegelaten. De gloeidraad wordt dan geoxydeerd en de uit de gloeidraad komende wolfraamoxydedeeltjes vormen een wit poeder, waarvan de beweging met het oog te volgen is. Ook kan de bekende methode van Toepler worden toegepast, waarbij de stroomingsverschijnselen door middel van de ermee gepaard

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

gaande zeer geringe plaatselijke variaties in brekingsindex zichtbaar worden gemaakt. Deze methoden bewijzen goede diensten bij het onderzoek, welke ballonvorm het meest geschikt is om het gewenschte verloop der gasstrooming te verkrijgen.

Nog op een andere wijze helpt het gas mee aan de bescherming van de ballon. Mocht de ballon door een beginnende zwarting of door eventueel onvoldoende koeling plaatselijk toch eens week willen worden, dan zou hij daar ter plaatse, indien binnen de ballon een vacuum of onderdruk bestond, door de uitwendige luchtdruk iets ingedrukt worden, daardoor zou hij hier nog dichter bij het filament komen, dus nog warmer en weeker worden, en het aldus optredende versnelde proces zou al zeer spoedig tot vernieling van de lamp leiden. Door nu de ballon met gas te vullen tot een zoodanige druk, dat in warme toestand van de lamp een zekere overdruk binnen de lamp heerscht, wordt het indeuken van de ballon onmogelijk gemaakt. De genoemde overdruk kan dank zij de kleinheid, dus grootere stevigheid van de ballon zonder eenig gevaar worden toegepast. De betrekkelijk hooge druk levert als bijkomstige voordeelen nog een verdere verhooging van de toelaatbare bedrijfstemperatuur en een verhooging van de doorslagspanning in het gas op.

Tenslotte vermelden wij nog, dat voor sommige smalfilmprojectoren met een zeer gedrongen constructie lampen zijn gemaakt waarin het filament door excentrische plaatsing in de ballon bijzonder dicht bij de ballonwand is gebracht. Bij de in *fig. 12* afgebeelde lamp van 400 W bijv. bedraagt de afstand tusschen filament en wand slechts 7 mm; dit wordt mogelijk gemaakt door toepassing van de hangende constructie en door een uitvoering van de koeling in het projectorhuis zoodanig, dat het tegenover het filament gelegen gedeelte van de ballon het sterkst wordt gekoeld. Overigens valt bij deze lamp nog op, dat de spiraaldeelen horizontaal staan. Meestal wordt de verticale stand gekozen, omdat dan bij een eventueele geringe uitzakking der spiraal tijdens de levensduur toch geen sluiting tusschen de deelen op kan treden. De horizontale plaatsing daarentegen heeft het voordeel, dat het in de as van de ballon uitgestraalde licht gemakkelijk voor het aftasten van het geluidspoor van de film kan worden gebruikt, zoodat hiervoor geen afzonderlijke lamp noodig is. Van deze mogelijkheid, die trouwens ook weer alleen bij de hangende constructie bestaat, aangezien bij de gewone, staande constructie het licht in de asrichting zou moeten passeeren door de bovenste, het sterkst aan zwarting onderhevige gedeelten van de ballon, is bij de lamp in fig. 12 gebruik gemaakt.

Hoewel bij projectoren voor normaalfilm de afmetingen van het toestel er veel minder toe doen dan bij smalfilm, moet hier toch uit anderen hoofde eveneens naar een zoo klein mogelijke ballondiameter worden gestreefd. Daar deze projectoren in het algemeen met een spiegelcondensor werken, komt de hulpspiegel vóór de lamp te staan en onderschept zoodoende een gedeelte van de lichtbundel, die de condensorspiegel op de film werpt. Men zal de hulpspiegel dus graag klein houden, en waar de spiegel wordt aangebracht op of buiten de ballon, moet de ballon zelf klein zijn.

Men heeft wel getracht deze noodzaak te ontgaan door een zeer klein spiegeltje vlakbij het filament *in* de ballon te monteeren. Dit moest dan van molybdeen worden gemaakt, met het oog op de sterke verhitting. De relatief lage reflectiecoëfficient hiervan (60% in koude, ca 75% in de witgloeiende bedrijfstoestand, tegenover 95% bij een spiegel van op de ballonwand opgedampt aluminium) en de vrijwel onvermijdelijke ontjusteering bij het warm worden, maken echter het voordeel van deze methode min of meer illusoir, vooral sinds de hangende constructie het mogelijk maakte, de ballondiameter ter plaatse van de hulpspiegel sterk te reduceeren (bij de lamp in fig. 10 links bedraagt hij slechts 60 mm).

De lampen in het bedrijf

Wij wezen er reeds op, dat de lamp bestand moet zijn tegen de mechanische trillingen, waaraan zij tijdens het bedrijf in de projector is blootgesteld. De genoemde trillingen zijn samengesteld uit

Fig. 12. Philips smalfilmlamp voor ca 400 W (31 V, 13 A) met hangende constructie en met excentrisch geplaatst filament, waardoor de afstand tusschen filament en ballonwand tot 7 mm is teruggebracht. De spiraaldeelen staan hier horizontaal, het naar beneden uitgestraalde licht wordt voor het aftasten van het geluidspoor van de film gebruikt. De spiraaldeelen liggen niet in een plat, maar in een cylindrisch gebogen vlak, waardoor een soortgelijk effect wordt verkregen als met de tweevlaksmontage.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

vele componenten van verschillende frequenties en verschillende richtingen, en zij zijn voor ieder type projector anders. Het is daarom onmogelijk een lampconstructie aan te geven, die voor alle gevallen te gebruiken zou zijn. Veeleer wordt bij de ontwikkeling der lampen langs empirische weg getracht een lamp ongevoelig te maken voor de speciale trillingen van het type projector, waarvoor zij is bestemd. Te dien einde bepaalt men de levensduur van proefmodellen van de lamp in een normaal draaiend exemplaar van de projector en verandert de constructie der polen en haken zoo lang, totdat de vastgestelde levensduur in het bedrijf ten volle wordt bereikt. Dit werk wordt nog bemoeilijkt door de eisch, dat de polen en haken niet in de lichtkegels mogen komen te staan, die het filament naar de condensor resp. naar de hulpspiegel uitzendt.

De nominale levensduur kan alleen worden gehaald, indien de lamp nauwkeurig op de voorgeschreven spanning of stroomsterkte brandt. Is de lamp voor een bepaalde spanning berekend, dan doet een spanningsverhooging van 1% de levensduur al met 14% afnemen, terwijl anderzijds een spanningsverlaging van 1% een daling van de helderheid met 4% veroorzaakt. Bij een lamp voor een bepaalde stroomsterkte zijn de overeenkomstige variaties bij verandering der stroomsterkte nog grooter, nl. 25% in levensduur en 8% in helderheid. Het verschil tusschen de twee soorten lampen bestaat hierin, dat bij de dimensionneering van de eerste gerekend is met een tijdens de levensduur geleidelijk afnemende stroomsterkte, tengevolge van de door verdamping dunner wordende draad en de daardoor toenemende weerstand; bij de tweede lamp is om dezelfde redenen een geleidelijk toenemende spanning in de dimensionneering verdisconteerd. Aangezien hierdoor de helderheid tijdens de levensduur bij de eerste lamp iets zal afnemen, bij de tweede daarentegen toenemen, is het gebruik van lampen voor constante stroom steeds als zeer wenschelijk voor projectoren beschouwd, om een lichtterugval der lampen door zwarting van de ballon en deformatie van het filament te compenseeren. Waar echter volgens het bovenstaande bij de Philipslampen deze lichtterugval practisch tot nul is gereduceerd, zou juist het bedrijf op constante spanning meer aanbeveling verdienen, met het oog op de aangegeven geringere gevoeligheid voor variaties in de bedrijfsomstandigheden en ook omdat de „lichtwinst" bij het ouder worden der lampen voor constante stroom natuurlijk slechts gekocht is met een lagere gloeitemperatuur en helderheid van de versche lamp. Hoe dan ook, in ieder geval is het zaak, dat de op elke lamp gestempelde spanning of stroom zeer nauwkeurig tijdens het bedrijf wordt aangehouden, wil men in helderheid resp. levensduur het volle pond krijgen. De meeste projectoren zijn hiervoor voorzien van een meetinstrument (al is dit helaas niet altijd even betrouwbaar).

Een enkel woord nog over het rendement der lampen. Dit is, zooals men uit tabel II kan opmaken, zeer hoog, dank zij de hooge gloeitemperatuur. De lampen met 25 uur levensduur hebben doorgaans een specifieke lichtopbrengst van 25 lm/W; de in de tabel voorkomende 1200 W lamp met 10 uur levensduur zelfs ruim 30 lm/W, wat reeds aardig in de buurt komt van de rendementen verkregen met gasontladingslampen. Let men op de buitengewoon oneconomische wijze, waarop het licht in de projector wordt gebruikt, dan lijkt het genoemde hooge lichtrendement boter aan de galg gesmeerd. Een balans van de in de lamp opgewekte lichtstroom, voor verschillende projectoren, leert, dat hiervan uiteindelijk hoogstens 1 à 2% als nuttig licht op het doek terechtkomt. Toch is het hooge lichtrendement van de lamp van groot practisch belang, niet zoo zeer wegens de mindere stroomkosten — deze vallen in het niet naast de kosten van de film — maar wegens de geringere ontwikkelde warmte. Dit bijproduct moet uit het projectorhuis worden afgevoerd, zonder dat ergens ongewenscht hooge temperaturen ontstaan, en met name mag het warmte-aandeel van de straling, die op het filmvenster moet worden geconcentreerd, daar ter plaatse geen te groote verhitting teweeg brengen. Weliswaar is deze verhitting bij smalfilm van onbrandbaar materiaal niet zoo gevaarlijk, en zij is trouwens bij de voor smalfilm gebruikelijke lenzencondensoren minder sterk dan bij een spiegelcondensor, aangezien de lens tengevolge van de dispersie van het glas de in dit geval prettige eigenschap heeft om de infraroode stralen eerst aanzienlijk verderweg tot een beeld van het filament te vereenigen. Anderzijds echter is juist bij smalfilmtoestellen elke beperking van de ontwikkelde warmte ten zeerste welkom, daar het hierdoor gemakkelijker wordt gemaakt, om bij een behoorlijke lichtprestatie toch tot een kleine en handige constructie te komen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

NAGALMMETING

door W. TAK. 534.844.1

Eenige theoretische gezichtspunten betreffende de nagalm in vertrekken en zalen worden naar voren gebracht. Het nagalmverschijnsel is daarbij opgevat als de som van een aantal gedempte eigentrillingen. Tengevolge van de interferentie worden op het in hoofdzaak exponentieele verloop fluctuaties gesuperponeerd. Het intensiteitsverloop is afhankelijk van de vorm en de afmetingen der ruimte, van de verdeeling en van de eigenschappen van het absorptiemateriaal, van de plaats van waarneming, van de plaats van de geluidsbron en van het frequentiespectrum van het geproduceerde geluid, maar bij constant houden van deze gegevens ook volkomen reproduceerbaar.
Er worden eenige principes aangegeven, volgens welke apparaturen kunnen worden samengesteld, die veroorloven het intensiteitsverloop tijdens de nagalm te bestudeeren en door een of meer parameters te karakteriseeren.

Zooals bekend is, neemt in een ruimte, waarin geluid wordt geproduceerd, de intensiteit na het buiten werking stellen van de geluidsbron niet onmiddellijk tot nul af. Voor het uitsterven is namelijk, afhankelijk van de omstandigheden, een zekere tijd noodig. Dit zoogenaamde nagalmverschijnsel heeft een groote invloed, niet alleen op de sterkte van het geluid, maar ook op de verstaanbaarheid van spraak en op de klank van muziek, en is dus van belang voor de beoordeeling van de acoustiek van de ruimte. Het komt daarbij niet alleen aan op de tijdsduur van het nagalmverschijnsel, maar evenzeer op het verloop van de intensiteit als functie van de tijd, het karakter van de nagalm. Dit karakter is echter geen eigenschap van de te onderzoeken ruimte alleen, het wordt mede bepaald door de aard en de plaats van de geluidsbron en het punt van waarneming. De invloed van de duur van de nagalm op de verstaanbaarheid van spraak en de klank van muziek is vroeger besproken [1]). Wij willen thans dieper ingaan op de oorzaken, die het karakter van de nagalm bepalen, en eenige principes aangeven, volgens welke dit karakter experimenteel kan worden bestudeerd.

Eigentrillingen van een afgesloten ruimte

De bestudeering van de trillingen van de lucht in afgesloten ruimten heeft geleerd, dat een dergelijke ruimte een reeks van *eigenfrequenties* bezit, ieder behoorende bij een bepaalde trillingswijze van de ruimte.

Wij beginnen met de beschouwing van een eenvoudig geval. Wij denken ons tusschen twee tegenoverliggende vlakke wanden van een rechthoekige ruimte een geluidsbron, die naar voren en naar achteren een vlakke geluidsgolf uitzendt met een golffront evenwijdig aan de beschouwde wanden. Dan zal tusschen deze wanden een systeem van „staande" golven ontstaan, dat het sterkst is ontwikkeld, indien de bron één enkele frequentie uitzendt, zoodanig, dat de afstand van de wanden een veelvoud is van de halve golflengte. Deze frequenties, gekenmerkt door de formules

$$a = p \cdot \frac{\lambda}{2}, \quad \lambda = \frac{2}{p/a}, \quad \nu = \frac{c}{\lambda} = \frac{c}{2} \cdot \frac{p}{a}, \quad (1)$$
$$p = 1, 2, 3 \ldots,$$

waarin a de afstand der beschouwde wanden, λ de golflengte, ν de frequentie en c de geluidssnelheid voorstelt, vormen de boven bedoelde reeks eigenfrequenties.

In *fig. 1* zijn de trillingswijzen van de lucht (amplitude van de luchtsnelheid en de geluidsdruk als functie van de plaats) afgebeeld voor $p = 1$, 2, 3, 4. De wanden zijn hierbij hard ondersteld,

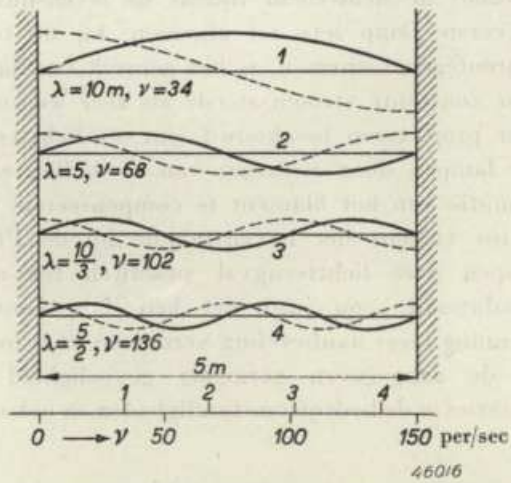


Fig. 1. De eerste vier eigentrillingen van een luchtkolom tusschen twee evenwijdige wanden. Onder de figuur is het spectrum der bijbehoorende eigenfrequenties weergegeven.

[1]) A. Th. van Urk, Zaalacoustiek en nagalm, Philips techn. T. 3, 65, 1938;
R. Vermeulen, Zaalacoustiek en verstaanbaarheid, Philips techn. T. 3, 143, 1938;
R. Vermeulen, Zaalacoustiek en geluidsabsorptie, Philips techn. T. 3, 368, 1938.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

zoodat zij het geluid nagenoeg volkomen reflecteeren. In fig. 1 is tevens het spectrum aangegeven, behoorende bij deze reeks eigentrillingen.

In werkelijkheid is in een rechthoekige ruimte het frequentiespectrum ingewikkelder, in de eerste plaats, omdat er drie paar tegenoverliggende wanden zijn, elk met hun eigen afstand, en verder omdat ook vlakke golven optreden, die zich niet evenwijdig met een der wanden voortplanten. De algemeene formule, welke in plaats van (1) moet komen, luidt dan:

$$\nu = \frac{c}{2}\sqrt{\frac{p^2}{a^2}+\frac{q^2}{b^2}+\frac{r^2}{h^2}}, \quad \lambda = \frac{2}{\sqrt{\frac{p^2}{a^2}+\frac{q^2}{b^2}+\frac{r^2}{h^2}}}, \qquad (2)$$

$$p, q, r = 1, 2, 3, 4, \ldots,$$

waarin a, b en h de lengte, breedte en hoogte van de ruimte voorstellen en p, q en r willekeurige getallen zijn.

bedraagt. Bij voldoend groote waarde van ν kan dit aantal eenvoudig gelijk gesteld worden aan het volume van de bolschil, vermenigvuldigd met de gemiddelde dichtheid der frequentiepunten. Men vindt dan voor het aantal eigentrillingen in het interval ν, $\nu + \Delta\nu$:

$$\tfrac{1}{2}\pi\nu^2\Delta\nu \cdot \frac{8abh}{c^3} = 4\pi\frac{abh}{c^3}\cdot\nu^2\Delta\nu .$$

Voor de bovengenoemde kamer is in de buurt van $\nu = 1000$ en bij $\Delta\nu = 1$ per/sec het aantal eigentrillingen reeds ongeveer 25.

Wat gebeurt nu bij het uitschakelen van de geluidsbron? Terwijl vóór het uitschakelen in ieder punt van de ruimte een trilling bestond met de frequentie(s) van de bron, vinden wij na het uitschakelen een beweging, die kan worden opgevat als een superpositie van een aantal eigentrillingen,

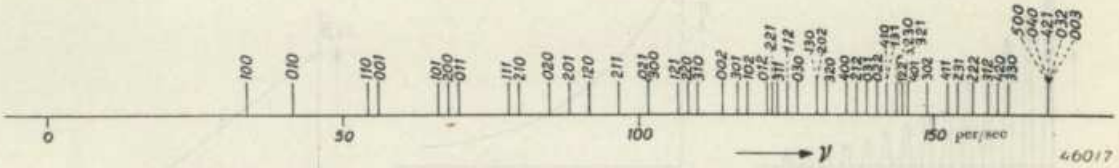


Fig. 2. Gedeelte van het frequentiespectrum van een rechthoekige ruimte met afmetingen $a = 5$ m, $b = 4$ m, $h = 3$ m. Elke „spectraallijn" is gekenmerkt door de bijbehoorende waarden van de drie parameters p, q, r.

In *fig. 2* is als voorbeeld het frequentiespectrum weergegeven van een kamer, waarbij is uitgegaan van de waarden: $a = 5$ m, $b = 4$ m en $h = 3$ m. Men ziet uit deze figuur, dat het aantal eigentrillingen in een gegeven frequentie-interval sterk toeneemt met toenemende frequentie.

Dit kan ook als volgt worden bewezen: construeert men in een driedimensionaal coördinatenstelsel de punten, waarvoor

$$x = \frac{cp}{2a}, \qquad y = \frac{cq}{2b}, \qquad z = \frac{cr}{2h},$$

dan vormen die punten in de ruimte een regelmatig rooster met gemiddelde dichtheid

$$\frac{8abh}{c^3}.$$

Verder is

$$\nu = \sqrt{x^2+y^2+z^2},$$

zoodat de afstand van het punt tot de oorsprong de frequentie voorstelt. Het aantal frequenties in het interval ν, $\nu + \Delta\nu$ is gelijk aan het aantal punten, gelegen in een bolschiloctant, dat ingesloten is tusschen de bollen met stralen ν en $\nu + \Delta\nu$ en waarvan de inhoud

$$\tfrac{1}{2}\pi\nu^2\Delta\nu$$

waarbij vooral *die* eigentrillingen tot het geluidsbeeld bijdragen, wier frequentie weinig van de in de bron aanwezige frequenties verschilt. Tengevolge van de steeds aanwezige absorptie zullen deze trillingen gedempt zijn, zoodat de nagalm dus kan worden opgevat als de *som van een aantal gedempte eigentrillingen*.

Intensiteit van de nagalm als functie van de tijd

Onderstellen wij, dat in de beschouwde afgesloten ruimte slechts één der eigentrillingen met frequentie ν_e aan de gang is. In ieder punt van de ruimte zijn druk en snelheid sinusvormige functies van de tijd. De geluidsenergie, bestaande uit een potentieel gedeelte, dat met het quadraat van de druk, en een kinetisch gedeelte, dat met het quadraat van de snelheid evenredig is, is een periodieke functie van de tijd, die ook nog afhangt van het punt van waarneming. Is geen demping aanwezig, dan is de over de ruimte gemiddelde energie per volume-eenheid $\bar{E}$ constant. Is er een geringe demping, dan neemt de totale energie $E = \bar{E}\cdot V$ met de tijd af volgens de formule[2])

$$\frac{dE}{dt} = \frac{d}{dt}(\bar{E}\,V) = -\frac{c\,\bar{E}\,A}{4},$$

[2]) Voor de afleiding zie: Philips techn. T. 3, 65, 1938.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

zoodat

$$\bar{E} = \bar{E}_0\, e^{-kt}, \text{ waarin } k = \frac{cA}{4V}.$$

Hierin is V het totale volume, $\bar{E}_0$ de gemiddelde energie per volume-eenheid op het tijdstip $t = 0$, c de geluidssnelheid, $A = \int a\, dO$, waarin dO een oppervlakte-element van de wand en a de absorptiecoëfficient van het daar ter plaatse aanwezige materiaal voorstelt. De geluidsenergie neemt dus volgens een exponentieele wet af. De geluids*druk* p zal bij aanwezigheid van demping, in ieder punt van de ruimte, een exponentieel afnemende sinusfunctie van de tijd zijn, nl.:

$$p = p_0\, e^{-k't} \sin 2\pi\nu_e t, \text{ waarin } k' = \frac{k}{2} = \frac{cA}{8V}.$$

aan de gang zijn, wier frequentie weinig van de gegeven frequentie verschilt. In een ruimte, waarin de absorbeerende materialen gelijkmatig over het oppervlak verdeeld zijn, zullen de dempingsconstanten van deze eigentrillingen in het algemeen aan elkaar gelijk gesteld kunnen worden, omdat de absorptiecoëfficient wel is waar afhankelijk is van de frequentie, maar in een klein frequentiegebied slechts weinig varieert. Het interferentiebeeld zal nu tamelijk eenvoudig zijn, en de amplitudemodulatie, die als gevolg der interferentie optreedt, zal duidelijk waarneembaar zijn (*fig. 4, a* en *b*). Wordt de door de luidspreker uitgezonden toon vervangen door een meer samengesteld geluid, dan zal het interferentiebeeld een ander karakter vertoonen, omdat nu een grooter aantal eigentrillingen wordt aangeslagen, waarvan de

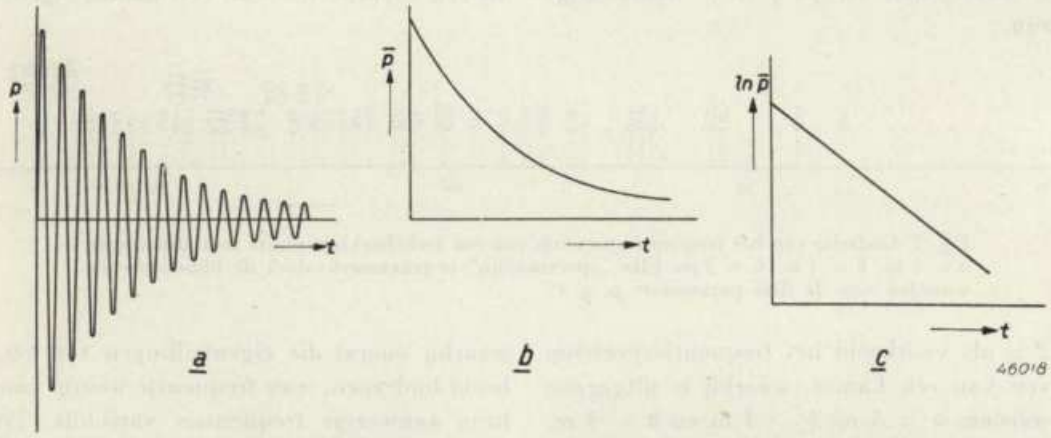


Fig. 3. Als functie van t zijn uitgezet: *a*) de geluidsdruk p voor één enkele gedempte eigentrilling, *b*) de gemiddelde geluidsdruk $\bar{p}$, *c*) ln $\bar{p}$.

Dit is weergegeven in *fig. 3a*. Men kan ook de absolute waarde van de geluidsdruk beschouwen en deze over een klein aantal perioden middelen. De aldus verkregen gemiddelde geluidsdruk $\bar{p}$ verloopt eveneens volgens een exponentieele functie van de tijd:

$$\bar{p} = \bar{p}_0\, e^{-k't}.$$

In fig. 3*b* en *c* zijn $\bar{p}$ en in $\bar{p}$ als functie van t weergegeven.

Is er meer dan één eigentrilling aan de gang, dan zal iedere eigentrilling op zichzelf exponentieel uitsterven. Daar de frequenties echter verschillen, zullen deze trillingen door interferentie zwevingen veroorzaken, zoodat de drukken fluctuaties zullen vertoonen.

Wanneer nu in een ruimte door middel van een luidspreker een enkelvoudige toon wordt uitgezonden, dan zullen bij het onderbreken van het geluid de amplituden van de aangeslagen eigentrillingen kleiner zijn, naarmate de frequentie-afstand grooter is, en dus zullen alleen die eigentrillingen merkbaar zwevingen elkaar gedeeltelijk opheffen, waardoor de fluctuaties wel is waar talrijker, maar minder sterk uitgesproken zijn (*fig. 5, a* en *b*). De dempingsconstanten zullen nu sterker kunnen varieeren; dit zal het algemeene verloop van de intensiteit nog

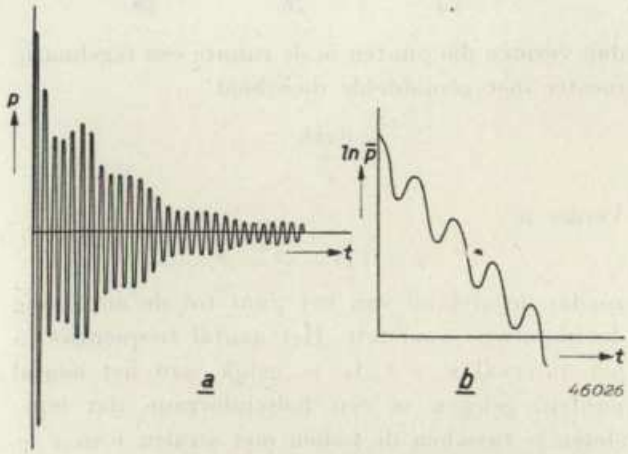


Fig. 4. Als functie van t zijn uitgezet: *a*) de geluidsdruk p bij superpositie van twee gedempte eigentrillingen met verschillende frequentie doch gelijke demping, *b*) ln $\bar{p}$.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

weinig beïnvloeden, zoolang het uitgezonden geluid niet een zeer uitgebreid deel van het spectrum (bijv. verscheidene octaven) omvat. Is dit echter wèl het geval, en absorbeert de wand bijvoorbeeld uit-

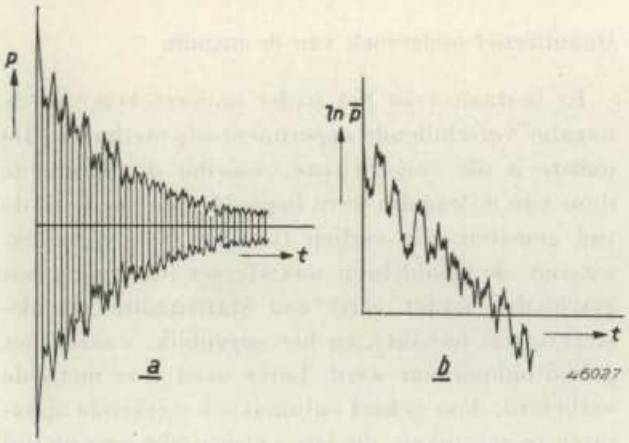


Fig. 5. Als functie van t zijn uitgezet: a) de geluidsdruk p bij superpositie van een groot aantal eigentrillingen, b) $\ln \bar{p}$.

sluitend de lage frequenties, dan zal door het snel uitsterven van de lage aangeslagen eigenfrequenties de ruimte schel klinken. Overheerscht omgekeerd de absorptie in de hooge frequenties, dan klinkt de ruimte hol.

Anders wordt het, wanneer de absorbeerende materialen zeer onregelmatig over het oppervlak verdeeld zijn, bijvoorbeeld bij een kamer met harde muren, waarvan de vloer met een zacht tapijt is bedekt. In dit geval zullen de trillingen, wier golfvlakken evenwijdig aan de muren zijn, veel minder gedempt zijn dan die met horizontale golfvlakken. In een dergelijke ruimte zullen naast

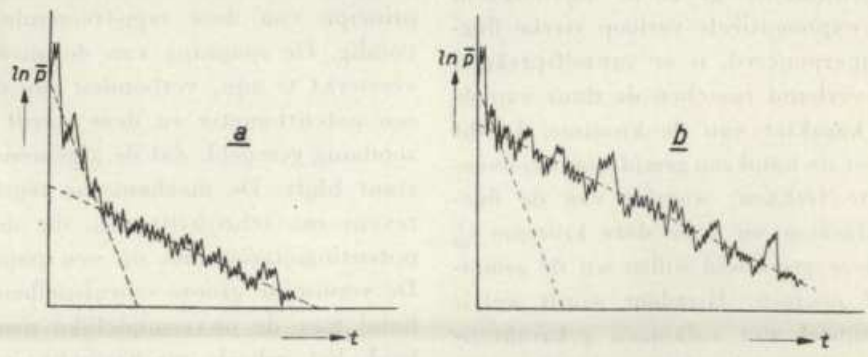


Fig. 6. Als functie van t is uitgezet: $\ln \bar{p}$ in een ruimte, samengesteld uit een gedempte kamer en een harde gang, a) voor een waarnemingspunt in de kamer, b) hetzelfde voor een waarnemingspunt in de gang.

elkaar eigenfrequenties met zeer verschillende demping kunnen voorkomen. In het verloop van de druk met de tijd is nu, afgezien van de fluctuaties, een superpositie van verschillende exponentieele functies te herkennen, omdat eerst de sterk gedempte eigentrillingen wegsterven en pas daarna de zwak gedempte. Iets dergelijks krijgt men, wanneer een sterk absorbeerende ruimte door een opening is verbonden met een ruimte van geringe demping, bijvoorbeeld een „zachte" kamer, die door een open deur in verbinding staat met een „harde" gang. In dit geval doet men het beste, te letten op de eigentrillingen van beide ruimten afzonderlijk. Door de opening, die als een „koppeling" werkt, zullen de eigenfrequenties een weinig worden beïnvloed. De eigentrillingen zullen alleen in zooverre veranderen, dat de eigentrillingen van de harde ruimte een weinig doordringen in de zachte ruimte en omgekeerd. Ook in dit geval zullen in de gecombineerde ruimte eigentrillingen met nagenoeg dezelfde frequentie, doch met zeer verschillende demping naast elkaar liggen. Is de geluidsbron in de kamer geplaatst, dan zal de gang zwak meeklinken. Een waarnemer in de kamer hoort voornamelijk de sterk gedempte eigenfrequenties van de kamer, gevolgd door een zwakke, meer langdurige nagalm van de gang (fig. 6a). Een waarnemer in de harde ruimte zal echter vooral het langzaam wegstervende geluid in deze ruimte opmerken, terwijl het snel wegdempende geluid van de zachte ruimte, dat aanvankelijk tot hem doordrong, spoedig aan zijn aandacht zal ontsnappen (fig. 6b).

Nagalmtijd

Wij hebben gezien, dat in het eenvoudigste geval de gemiddelde druk volgens een exponentieele functie van de tijd verloopt:

$$\bar{p} = \bar{p}_0 e^{-k't}.$$

Het ligt nu voor de hand, dit verloop op eenvoudige wijze te karakteriseeren. Wij maken daartoe de duur van de nagalm op, gedefinieerd als de tijd t_{60}, waarin de intensiteit met 60 dB, dwz. met een factor 10^6, is gedaald. Daar de intensiteit evenredig is met het kwadraat van de druk, vinden wij:

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

$$10^{-3} = e^{-k't_{60}},$$

$$t_{60} = 2{,}3\,\frac{3}{k'} = \frac{13{,}8}{k},$$

of, aangezien $k = cA/4V$,

$$t_{60} = 0{,}16\,\frac{V}{A},$$

waarin V in m³, A in m² open raam is uitgedrukt. In het geval van een *exponentieele* afval is de gemeten t_{60} een parameter, die het karakter van de nagalm volkomen bepaalt. Wij willen dit daarom de *nagalmtijd* van de exponentieele nagalm noemen.

Heeft men het verloop van de intensiteit met de tijd gemeten en is daarbij gebleken, dat dit verloop exponentieel was, dan kan men door een eenvoudige constructie de nagalmtijd bepalen. In *fig. 7* is deze constructie uitgevoerd.

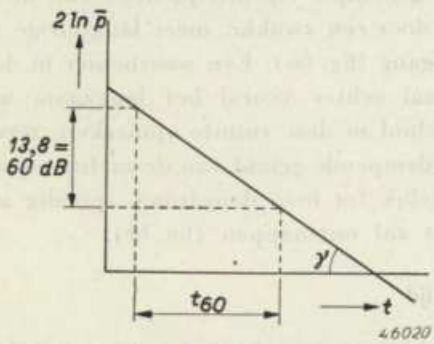


Fig. 7. Bepaling van de nagalmtijd in het geval van het exponentieele verloop van de intensiteit. De ligging van de rechte lijn is door de metingen gegeven. Uit de figuur volgt direct, dat $t_{60} = 13{,}8$ cotg γ.

In meer ingewikkelde gevallen, bijvoorbeeld wanneer op het exponentieele verloop sterke fluctuaties zijn gesuperponeerd, is er vanzelfsprekend geen eenvoudig verband tusschen de duur van de nagalm en het karakter van de kromme. In dit geval ligt het voor de hand een *gemiddelde* exponentieele kromme te trekken, waarbij van de fluctuaties wordt afgezien, en voor deze kromme t_{60} op te maken. Deze grootheid willen wij de *gemiddelde nagalmtijd* noemen. Hierdoor wordt wel is waar het verschijnsel niet volkomen gekarakteriseerd, omdat de fluctuaties buiten beschouwing zijn gelaten, maar zij geeft niettemin het algemeene karakter van de nagalm weer.

Bestaat de nagalm uit de superpositie van verschillende exponentieele functies, ieder met zijn eigen constante k', al of niet gecombineerd met fluctuaties, dan ligt het voor de hand, de kromme eerst te vervangen door een gemiddelde kromme zonder fluctuaties en deze te analyseeren in haar zuiver exponentieele componenten. Bepaalt men nu t_{60} voor deze componenten afzonderlijk, dan vindt men een aantal gemiddelde nagalmtijden, die tezamen eenigszins het algemeene karakter van de nagalm vastleggen.

Quantitatief onderzoek van de nagalm

Er bestaan voor het nader onderzoeken van de nagalm verschillende experimenteele methoden. De oudste is die van Sabine, waarbij uitsluitend de duur van de nagalm werd bepaald. Daartoe werd de tijd gemeten, die verliep tusschen het oogenblik, waarop de geluidsbron was afgezet (dit mocht pas geschieden nadat eerst een stationnaire geluidssterkte was bereikt), en het oogenblik, waarop het geluid onhoorbaar werd. Later werd deze methode verbeterd, door geheel automatisch werkende apparaten te gebruiken, die langs electrische weg de tijd bepalen, waarin de intensiteit van het signaal met 60 dB daalt [3]).

Wij hebben echter gezien, dat de nagalm sterk afhankelijk van verschillende factoren is en een zeer grillig verloop kan hebben, zoodat het uitsluitend op deze wijze bepalen van de nagalmduur geen beeld kan geven van het werkelijke intensiteitsverloop. Tegenwoordig maakt men dan ook gebruik van registreerende meters, die het voordeel hebben, dat het geheele verloop van de nagalm opgeteekend wordt, waardoor het mogelijk is een gemiddelde kromme te teekenen en hieruit een of meer gemiddelde nagalmtijden te bepalen, terwijl bovendien uit de verkregen kromme zelf conclusies kunnen worden getrokken over de acoustische eigenschappen van de te bestudeeren ruimte [4]). Het principe van deze registreerende meters is eenvoudig. De spanning van de microfoon wordt, na versterkt te zijn, verbonden aan de uiteinden van een potentiometer en deze wordt nu automatisch zoodanig geregeld, dat de afgenomen spanning constant blijft. De mechanische regelinrichting drijft tevens een schrijfstift aan, die de stand van het potentiometercontact op een papierrol opteekent. De vereischte groote schrijfsnelheid maakt, in verband met de onvermijdelijke mechanische traagheid, het geheele mechanische gedeelte van deze apparatuur uiterst kwetsbaar en moeilijk te verplaatsen. Daarom is door ons een tweetal methoden ontwikkeld, die deze bezwaren niet hebben en die wij hieronder nader zullen bespreken.

De eerste methode duiden wij aan als de methode van de „exponentieele versterking", de tweede methode als die van de „exponentieele tijdbasis".

[3]) M. J. O. Strutt, De Ingenieur **47** E, 20, 1932.
[4]) Vgl. Philips techn. T. **3**, 65, 1938.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Methode van de exponentieele versterking

Eenvoudigheidshalve beschouwen wij het geval, dat de geluidsdruk zuiver exponentieel verloopt, zoodat:

$$p = p_0\, e^{-k't} \sin 2\pi\nu t.$$

Wanneer wij nu deze grootheid met behulp van een microfoon, een versterker en een kathodestraaloscillograaf waarnemen en daarbij de apparatuur zoo inrichten, dat de versterking na het uitschakelen van de geluidsbron volgens een exponentieele functie van de tijd $e^{+\alpha t}$ toeneemt, dan zal, wanneer $\alpha = k'$ wordt gekozen, de invloed van de demping juist door die van de versterking worden opgeheven. Het resultaat is een eenvoudige sinuskromme met constante amplitude, terwijl voor $\alpha > k'$ resp. $\alpha < k'$ de amplitude met de tijd toe- resp. afneemt (*fig. 8, a, b* en *c*). Het is duidelijk, dat wij ditzelfde ook kunnen toepassen op die gevallen, waarbij op het algemeene exponentieele verloop fluctuaties zijn gesuperponeerd.

Uit het resultaat zijn dan wel is waar de fluctuaties niet verdreven, maar wèl kan worden bereikt, dat, bij een geschikte keuze van de α, de gemiddelde amplitude constant is (*fig. 9*). Wij kunnen het geheel zichtbaar maken door de uitgangsspanning van de „exponentieele versterker" naar de verticale afbuigplaten van een kathodestraaloscillograaf te voeren. Door synchronisatie van de tijdbasis met de apparatuur, die het in- en uitschakelen van de geluidsbron regelt, is het mogelijk, het beeld van de nagalm bij herhaling op het scherm te projecteeren. Aangezien het verloop van de intensiteit in een bepaald geval, bij één en dezelfde opstelling van microfoon en geluidsbron, volkomen reproduceerbaar is, ontstaat op het scherm een constant beeld. Door α te varieeren kan die instelling worden opgezocht, waarbij het beeld gemiddeld een constante amplitude vertoont. In dit geval is $\alpha = k'$ en hieruit kan de gemiddelde nagalmtijd worden afgeleid, terwijl tevens in het waargenomen beeld

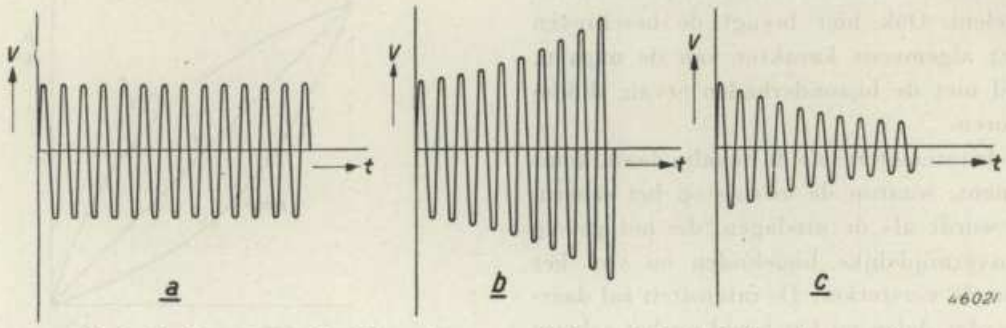


Fig. 8. De uitgangsspanning V van de exponentieele versterker is als functie van t uitgezet voor het geval van één enkele gedempte eigentrilling en wel, indien *a*) $\alpha = k'$, *b*) $\alpha > k'$, *c*) $\alpha < k'$.

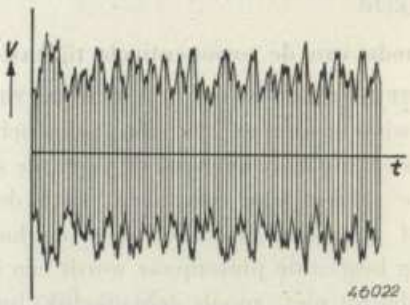


Fig. 9. De uitgangsspanning V voor het geval van een groot aantal gedempte eigentrillingen.

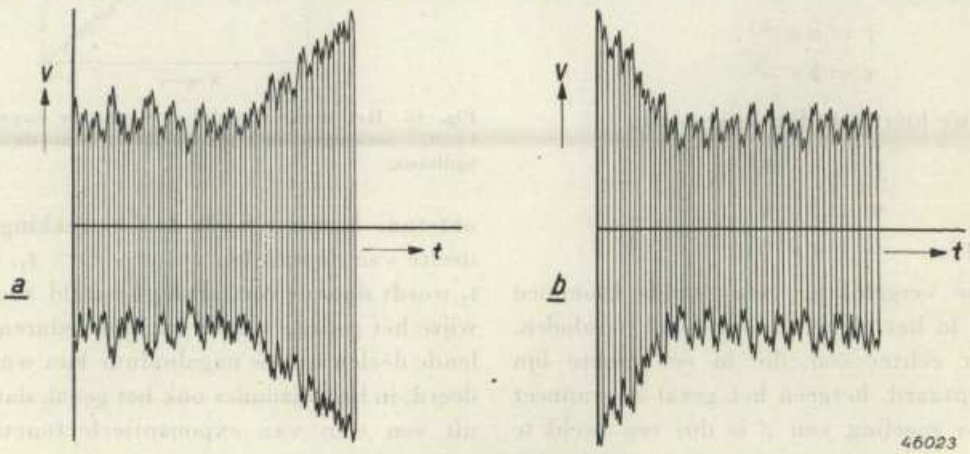


Fig. 10. De uitgangsspanning V als functie van t, *a*) voor het geval van fig. 6*a*, *b*) idem van fig. 6*b*.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

het karakter van de nagalm nader kan worden bestudeerd. In sommige gevallen (bijv. de bovengenoemde combinatie zachte kamer + harde gang) bestaat de nagalm uit verschillende termen met verschillende waarden van k'. Uit het oscillogram blijkt dan, dat wij bij verschillende waarden van a voor een deel van het beeld de amplitude constant kunnen maken (*fig. 10, a* en *b*), waaruit de gelijktijdig aanwezige, verschillende nagalmtijden kunnen worden afgeleid. Ook hier brengt de beschreven methode het algemeene karakter van de nagalm, tegelijkertijd met de bijzonderheden ervan, duidelijk naar voren.

Wanneer de intensiteit van de nagalm daalt, komt er een moment, waarop de uitslag op het scherm even groot wordt als de uitslagen, die het gevolg zijn van onvermijdelijke bijgeluiden en van het ruischen van de versterker. De intensiteit zal daardoor niet verder dalen en het beeld op het scherm zal aan het eind altijd een toename van de amplitude vertoonen. Teneinde foutieve conclusies te vermijden, is de apparatuur zoodanig ingesteld, dat bij het bereiken van het geruischniveau de kromme wordt afgebroken en het signaal opnieuw wordt ingeschakeld.

De methode van de exponentieele tijdbasis

Bij deze methode wordt de uit de microfoon verkregen wisselspanning via een gelijkrichter met afvlakinrichting naar het voor de verticale afbuiging bestemde platenpaar van een kathodestraaloscillograaf gebracht. Aan het voor de horizontale afbuiging bestemde platenpaar wordt een spanning gelegd, die nu niet, zooals gebruikelijk, lineair met de tijd toeneemt (lineaire tijdbasis), maar volgens een exponentieele functie $e^{-\beta t}$ verloopt. Nemen wij nu weer het eenvoudige geval aan, dat de druk exponentieel met de tijd afneemt. Dan wordt de beweging van de lichtvlek op het scherm gegeven door de functies:

$$y = a\, e^{-k't},$$
$$x = b\, e^{-\beta t}.$$

Elimineeren we hieruit t, dan krijgen wij:

$$\left(\frac{y}{a}\right)^{\beta} = \left(\frac{x}{b}\right)^{k'},$$

$$y = C\, x^n, \qquad C = a\, b^{-n}, \qquad n = k'/\beta.$$

De door deze vergelijking voorgestelde krommen (*fig. 11*) zijn in het algemeen een soort parabolen. Hierbij is er echter één, die in een rechte lijn ($n = 1$) is ontaard, hetgeen het geval is, wanneer $k' = \beta$. Door regeling van β is dus een beeld te verkrijgen, waarbij de fluctuaties gesuperponeerd zijn op een rechte. Afhankelijk van het karakter van de nagalm is deze instelling min of meer scherp bepaald. In elk geval is het bovendien mogelijk het karakter van de nagalm nauwkeurig te bestudeeren. Een bezwaar van deze methode is, dat slechts een betrekkelijk klein gedeelte van het geheele nagalmverschijnsel tegelijkertijd kan worden

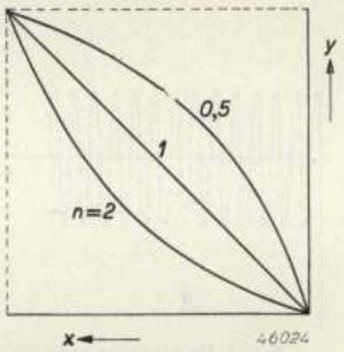


Fig. 11. De krommen $y = C\, x^n$ met $n = k'/\beta$ als parameter.

bekeken. Immers, na een intensiteitsdaling van ongeveer 20 dB is de aan de verticale platen toegevoerde spanning zoo klein geworden, dat de verandering hiervan door de afmeting van de lichtvlek niet duidelijk kan worden waargenomen. Hieraan kan worden tegemoet gekomen door de versterking op te voeren, zoodat y voor $t = 0$ buiten het scherm valt. Eerst op het oogenblik $t = t_1$, waarop de lichtvlek, na verticaal te zijn gedaald, weer op het scherm zichtbaar wordt, wordt de horizontale tijdbasis ingeschakeld (*fig. 12*); de op het scherm

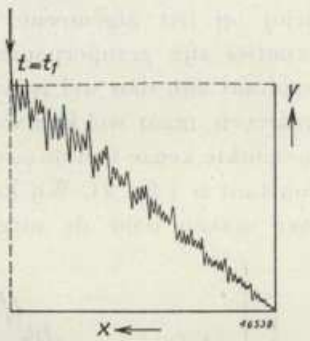


Fig. 12. Het beeld van dat deel van de nagalm, waarvoor $t > t_1$, verkregen met de methode van de exponentieele tijdbasis.

ontstane kromme heeft dan betrekking op het gedeelte van de nagalm, waarvoor $t > t_1$. Het tijdstip t_1 wordt door de versterking bepaald, zoodat op deze wijze het gedrag van de nagalm gedurende verschillende deelen van de nagalmduur kan worden bestudeerd, in het bijzonder ook het geval, dat de nagalm uit een som van exponentieele functies bestaat.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

VERGELIJKING VAN FREQUENTIEMODULATIE MET AMPLITUDEMODULATIE

door Th. J. WEIJERS. 621.396.619

Bij radio-omroep met frequentiemodulatie kan een aanzienlijk lager niveau van het geruisch en van andere storingen worden verkregen dan bij amplitudemodulatie. In verband hiermede is het mogelijk om het over te brengen frequentiespectrum tot de hoogste hoorbare frequenties uit te breiden en behoeft men de dynamiek bij muziekweergave geen geweld aan te doen. Om deze voordeelen van de frequentiemodulatie te realiseren, is het o.a. noodzakelijk, dat men in de ontvanger een amplitudebegrenzer aanbrengt, terwijl bovendien het gebruik van een balansdetector gewenscht is. Verder is het noodig, dat men de frequentiezwaai veel grooter kiest dan de over te brengen modulatiefrequenties Teneinde ook inderdaad een omroepontvangst van goede kwaliteit te verkrijgen, dient de vervorming in zender en ontvanger uitermate klein te worden gehouden. Slechts bij golflengten van hoogstens enkele meters kan men met een voldoend groote frequentiezwaai werken en dus slechts daarvoor kan frequentiemodulatie de voorkeur verdienen boven amplitudemodulatie.

In een vorige aflevering van dit tijdschrift [1]) is uiteengezet, wat men onder frequentiemodulatie en amplitudemodulatie verstaat en hoe bij deze modulatiemethoden in groote trekken de modulatie in de zender en de detectie in de ontvanger plaats vinden. Thans willen wij de beide modulatiemethoden onderling vergelijken en daarbij in het bijzonder de voor- en nadeelen van elk van hen nagaan en tegen elkaar afwegen.

Hoewel amplitude- en frequentiemodulatie beiden de mogelijkheid bieden een onvervormde ontvangst van hooge kwaliteit te verkrijgen, mits zender en ontvanger, inclusief microfoon en luidspreker, aan hooge eischen voldoen, gedragen zij zich geheel verschillend ten opzichte van storingen: met frequentiemodulatie kan in bepaalde gevallen een veel lager niveau der storingen worden verkregen. In dit artikel zullen we uiteenzetten, onder welke voorwaarden dit voordeel kan worden gerealiseerd en op welke wijzen het in de kwaliteit der ontvangst tot zijn recht komt. Daarbij moeten we naar de aard van het optreden der storingen twee gevallen onderscheiden: Gedurende de modulatie van het gewenschte signaal worden de storingen voor een groot gedeelte gemaskeerd door het gewenschte geluid; gedurende een pauze in de modulatie zijn de storende geluiden in het algemeen het meest hinderlijk. We zullen daarom in de eerste plaats nagaan, welke hoorbare storingen optreden, wanneer aan een amplitudemodulatie- resp. frequentiemodulatie-ontvanger, behalve de ongemoduleerde sinusvormige draaggolf, als eenvoudigste geval nog een sinusvormige storing wordt toegevoerd. Daarna bespreken wij de gevolgen van een dergelijke storing, indien de draaggolf wèl gemoduleerd is. Tenslotte behandelen we nog de invloed, die de storingen tengevolge van geruisch en door atmosferische invloeden, electrische apparaten en andere zenders op de ontvangst hebben.

Een sinusvormige storing met kleine amplitude en de gewenschte modulatie zijn beurtelings aanwezig

Wij willen dus eerst nagaan, wat de invloed is van een sinusvormige storing, die wordt toegevoegd aan de draaggolf op een oogenblik, dat deze niet is gemoduleerd. Eenvoudigheidshalve beperken we ons voorloopig tot het geval, dat de amplitude van de storing klein is ten opzichte van de amplitude van de draaggolf, bijv. kleiner dan 1/10.

In *fig. 1* hebben we zoowel de ongemoduleerde draaggolf *a* en de sinusvormige storing *b* als hun beider som *c* uitgezet als functie van de tijd. Uit deze figuur blijkt duidelijk, dat de amplitude van

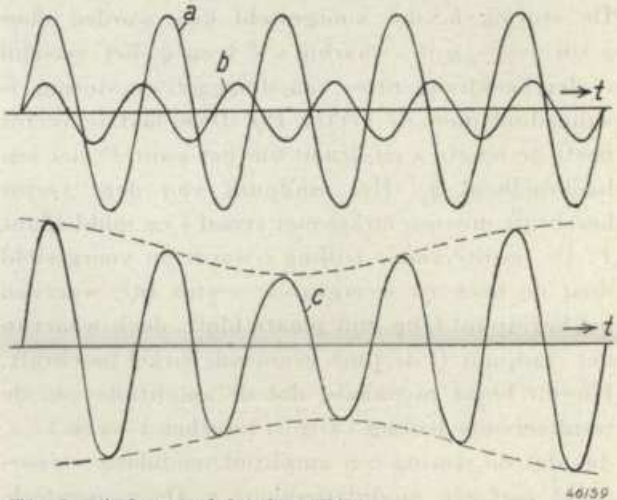


Fig. 1. *a*) Ongemoduleerde trilling.
b) Storende trilling met kleine amplitude en een frequentie, die wat grooter is dan die van de trilling *a*. Duidelijkheidshalve is de storing *b* niet $< 1/10$ geteekend, doch ongeveer half zoo groot als de grondtrilling *a*.
c) De som van *a* en *b*; uit het verloop van *c* kan men onmiddellijk zien, dat de storing van *a* door *b* neerkomt zoowel op een amplitudemodulatie als op een frequentiemodulatie.

[1]) Philips techn. T. **8**, 42, 1946.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

de resulteerende trilling c niet constant is, doch verandert met een frequentie gelijk aan het verschil der frequenties van de beide trillingen a en b. Ook de plaatsen der nuldoorgangen zijn veranderd, zoodat hun afstanden niet meer onderling gelijk zijn. Door de storing verkrijgt de beschouwde draaggolf dus zoowel een amplitudemodulatie als een frequentiemodulatie. De amplitudemodulatie heeft een diepte, die gelijk is aan de verhouding van de amplitude van de storing b tot die van de ongemoduleerde draaggolf a.

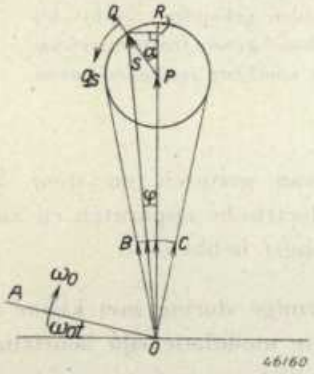


Fig. 2. Vectorvoorstelling der trillingen uit fig. 1. De stilstaande vector OP met een lengte 1 is de ongemoduleerde draaggolf a met een frequentie ω_0, waarmede de tijdlijn OA rechtsom draait; PQ met een lengte s is de storende trilling b met een frequentie $\omega_0 + q_s$, zoodat deze vector met het frequentieverschil q_s linksom draait rond het punt P. De resultante OQ is de gemoduleerde trilling c.

Teneinde de zwaai van de frequentiemodulatie te bepalen zijn in *fig. 2* de verschillende trillingen in een vectordiagram uitgezet. De ongemoduleerde draaggolf a, waarvan we de amplitude gelijk aan 1 onderstellen en die dus voorgesteld kan worden door $\sin \omega_0 t$, is aangeduid door de stilstaande vector OP. De storing b, die voorgesteld kan worden door $s \sin (\omega_0 + q_s)t$, waarbij $s \ll 1$ en q_s het verschil is der hoekfrequenties van draaggolf en storing, is aangeduid door de vector PQ. Deze laatste vector heeft de lengte s en draait om het punt P met een hoeksnelheid q_s. Het eindpunt van deze vector beschrijft dus een cirkel met straal s en middelpunt P. De resulteerende trilling c wordt nu voorgesteld door de heen en weergaande vector OQ, waarvan het beginpunt O op zijn plaats blijft, doch waarvan het eindpunt Q de juist genoemde cirkel beschrijft. Hieruit blijkt nogmaals, dat de amplitude van de resulteerende trilling varieert tusschen $1-s$ en $1+s$, dus dat de storing een amplitudemodulatie veroorzaakt met een modulatiediepte s. De momenteele hoekfrequentie van de resulteerende trilling is gelijk aan de momenteele hoeksnelheid van de vector OQ ten opzichte van de tijdlijn OA, die met een hoeksnelheid ω_0 om O roteert. Om deze hoeksnelheid te vinden, bepalen we eerst de hoek φ tusschen OP en OQ. Daartoe laten we uit Q de loodlijn QR neer op OP. De hoek α tusschen OP en PQ is $q_s t$, zoodat: $QR = s \sin q_s t$. Daar $s \ll 1$, verschilt OQ niet veel van 1, en is dus bij benadering $\sin \varphi = QR/OQ = s \sin q_s t$. Daar in ons geval de hoek φ toch steeds klein blijft, mogen we $\sin \varphi = \varphi$ stellen, zoodat $\varphi = s \sin q_s t$. De hoeksnelheid van OQ is $\mathrm{d}\varphi/\mathrm{d}t = sq_s \cos q_s t$; ten opzichte van de tijdlijn OA, die met een hoeksnelheid ω_0 draait, is de momenteele hoeksnelheid van OQ en dus ook de momenteele frequentie van de resulteerende trilling c: $\omega_m = \omega_0 + sq_s \cos q_s t$. De frequentiezwaai, door deze storing veroorzaakt, is derhalve sq_s, het product van de verhouding s tusschen de amplituden van de storing en de draaggolf, met het frequentieverschil q_s dezer beide trillingen.

Nu willen we nagaan, hoe de ontvanger reageert op een trilling van de zoo juist besproken vorm. Het menschelijk oor kan slechts van een beperkt frequentiegebied geluidsindrukken waarnemen; de gehoorgrens ligt bij ongeveer 15 000 perioden per seconde. De aan deze gehoorgrens beantwoordende hoekfrequentie, die dus $2\pi \cdot 15\,000$ bedraagt, noemen we q_a. Eenvoudigheidshalve willen we onderstellen, dat het frequentiespectrum door het laagfrequente gedeelte van de ontvanger, de luidspreker en het oor bij deze frequentie q_a scherp wordt afgesneden [2]), zoodat hoogere frequenties niet, lagere frequenties daarentegen onverzwakt worden gehoord.

In een amplitudemodulatie-ontvanger levert de detector een laagfrequente trilling met een frequentie, gelijk aan het verschil q_s der frequenties van de beide trillingen a en b, en een amplitude, evenredig met de amplitude s van de storende trilling b. Deze wordt na versterking door de luidspreker hoorbaar gemaakt. De frequentiemodulatie, die de draaggolf door de kleine sinusvormige storing heeft verkregen, is zonder invloed op dit detectieproces; alleen de door de storing veroorzaakte amplitudemodulatie doet zijn invloed gelden op dezelfde wijze als een gewenschte amplitudemodulatie. Is de draaggolf a sinusvormig amplitudegemoduleerd met een modulatiediepte m, dan is het laagfrequente gedetecteerde gewenschte signaal evenredig met m. Bij maximale modulatie is $m = 1$. De verhouding van de amplitude van de storing tot de maximale amplitude van het gewenschte signaal is dus bij de luidspreker dezelfde als aan de ingangsklemmen van de ontvanger, indien tenminste het verschil q_s der

[2]) Voor zoo ver het geen verwarring geeft, spreken wij voor het gemak steeds van frequentie, ook wanneer hoekfrequentie is bedoeld.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

frequenties van de storende trilling en van de draaggolf niet grooter is dan q_a. Bij een grooter frequentieverschil zijn de storende trillingen niet te hooren.

In een frequentiemodulatie-ontvanger is dit echter anders. Daar zet de frequentiedetector een frequentiegemoduleerde trilling om in een trilling, die bovendien amplitudemodulatie bevat, zooals wij reeds bespraken bij fig. 9 in het onder [1]) aangehaalde artikel. Bij een frequentiezwaai sq_s wordt de amplitudemodulatiediepte sq_s/q_1, terwijl de frequentie dezer modulatie q_s bedraagt. De beschouwde trilling c bevat echter bovendien amplitudemodulatie met een modulatiediepte s en dezelfde frequentie q_s. De momenteele amplitude van de tri ling, die de frequentiedetector levert, is evenredig met de momenteele amplitude van de toegevoerde trilling. De amplitudemodulatie van de trilling c heeft dus ook invloed op de amplitudemodulatie van de trilling, die de frequentiedetector levert. De spanning, die de frequentiedetector levert, wordt als functie van de momenteele frequentie nu niet voorgesteld door het rechte gedeelte AB van de karakteristiek (*fig. 3*), maar door de

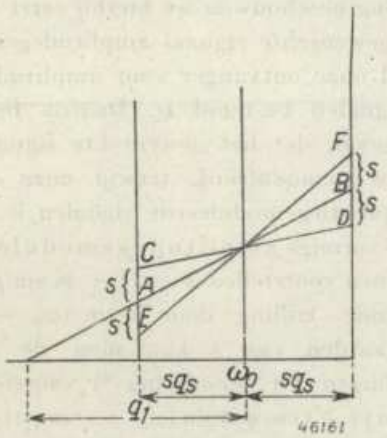


Fig. 3. In afhankelijkheid van de frequentie is de spanning uitgezet, die de frequentiedetector levert, wanneer het signaal zoowel amplitude- als frequentiegemoduleerd is. De lijn AB is het bij benadering rechte gedeelte van de karakteristiek, dat bij verlenging de frequenticas snijdt op een afstand q_1 van ω_0.

lijn CD of de lijn EF, naar gelang de frequentie van de storende trilling b lager of hooger is dan de frequentie van de draaggolf a, zooals men kan afleiden uit het vectordiagram van fig. 2. De resulteerende modulatiediepte van de spanning, die de frequentiedetector levert, is $s\,(1 \pm q_s/q_1)$. Het blijkt derhalve in dit eenvoudige geval nog geoorloofd te zijn de storingen s, resp. $s\,q_s/q_1$, die door de amplitude- resp. frequentiemodulatie ieder voor zich alléén zouden worden veroorzaakt, zonder meer op te tellen of af te trekken, hetgeen in het algemeen niet geoorloofd is, zooals wij verderop in dit artikel nog nader zullen bespreken. Teneinde het groote voordeel van frequentiemodulatie, nl. de kleine invloed van storingen, te verkrijgen, dient, zooals verderop zal blijken, de maximale frequentiezwaai $q_1 > q_a$ te zijn; q_s/q_1 is dus steeds kleiner dan 1. De eerste term in $s\,(1 \pm q_s/q_1)$, veroorzaakt door de amplitudemodulatie, die de draaggolf verkregen heeft door de storing, heeft daarom de grootste invloed. Men kan de storing nu in het algemeen verminderen door te zorgen, dat deze term niet optreedt. Dit kan men bereiken, door vóór de frequentiedetector een begrenzer aan te brengen, die zorgt, dat de amplitude van de trilling, die de frequentiedetector bereikt, constant is; dan blijft alleen de frequentiemodulatie over, zoodat de amplitudemodulatiediepte van de trilling, die de frequentiedetector levert, slechts $s\,q_s/q_1$ bedraagt. In het vectordiagram van fig. 2 komt de werking van de begrenzer daardoor tot uiting, dat de lengte van de vector OQ gereduceerd wordt tot een klein bedrag, zoodat het eindpunt van deze begrensde vector zich beweegt langs de cirkelboog BC rondom O.

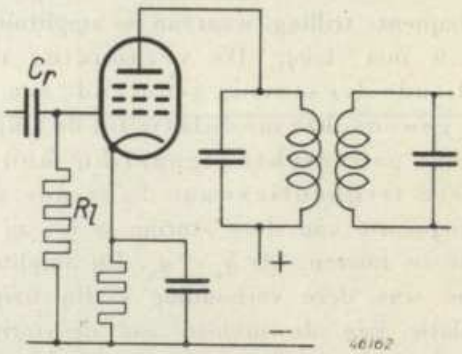


Fig. 4. Principeschema van een amplitudebegrenzer voor een frequentiemodulatie-ontvanger. C_r roostercondensator en R_l lekweerstand.

Voor de begrenzing kan men verschillende methoden volgen. *Fig. 4* geeft een eenvoudige, doch reeds vrij bevredigend werkende, schakeling aan. De werking berust op roosterdetectie. Bij toenemende amplitude van de roostertrilling wordt de negatieve roostergelijkspanning grooter, waardoor de versterking van de buis afneemt. Bij doelmatige keuze van de elementen der schakeling hangt de amplitude der uitgangsspanning binnen zekere grenzen vrijwel niet af van de ingangsspanning. In *fig. 5* is geteekend, welke verandering de oorspronkelijke trilling d in de begrenzer ondergaat. Daar deze volgens fig. 4 resonantiekringen bevat, zal het duidelijk zijn, dat d niet eenvoudig horizontaal wordt afgesneden tot e, maar dat de vloeiend verloopende trilling f, die hier gestippeld is geteekend, het

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

resultaat is der begrenzing. Onderstellen we, dat de begrenzing ideaal werkt, dus een frequentiegemoduleerde trilling met een constante amplitude levert, dan ontstaat na detectie een laagfrequent signaal, waarvan de amplitude evenredig is met $s\,q_s/q_1$. Is bij afwezige storing het signaal sinusvormig frequentiegemoduleerd met een frequentiezwaai $\Delta\omega$, dan levert de detector een gewenschte laagfrequente trilling, waarvan de amplitude evenredig is met $\Delta\omega/q_1$. De verhouding van de amplitude der storing gedurende een pauze in de gewenschte modulatie tot de amplitude van het gewenschte signaal bij modulatie met een frequentiezwaai $\Delta\omega$ is dus $s\,q_s/\Delta\omega$. De frequentie van deze storing is q_s; zij is dus slechts te hooren, als $q_s < q_a$. Bij amplitudemodulatie was deze verhouding s. Bij frequentiemodulatie kan de invloed van de storing dus veel kleiner gemaakt worden dan bij amplitudemodulatie, nl. in de verhouding $q_s/\Delta\omega$, indien men de amplitude, of in de verhouding $(q_s/\Delta\omega)^2$, indien men de energie beschouwt. Dit dient te geschieden door de frequentiezwaai $\Delta\omega$ van de gewenschte modulatie veel grooter te nemen dan de aan de gehoorgrens beantwoordende modulatiefrequentie q_a.

Uit deze beschouwingen kunnen we de conclusie trekken, dat in een ontvanger voor frequentiemodulatie met begrenzer eenzelfde enkelvoudige sinusvormige storing met kleine amplitude aanleiding geeft tot een minder hoorbare storing, dan in een ontvanger voor amplitudemodulatie het geval is, indien het frequentieverschil van storing en draaggolf minder is dan q_a. Zonder begrenzer kan echter de hoorbare storing grooter zijn dan bij een amplitudemodulatie-ontvanger. Storingen met grootere frequentieverschillen dan q_a zijn bij beide modulatiemethoden niet te hooren, mits zij niet tegelijk met de gewenschte modulatie optreden.

Een sinusvormige storing met kleine amplitude en de gewenschte modulatie zijn gelijktijdig aanwezig

We willen nu nagaan, welke hoorbare storing een trilling met kleine amplitude, waarvan de frequentie weinig afwijkt van die van de te ontvangen draaggolf, veroorzaakt, wanneer deze draaggolf gemoduleerd is met een hoorbare frequentie. Ter vergelijking beschouwen we hierbij eerst het geval, dat het gewenschte signaal amplitudegemoduleerd is, terwijl onze ontvanger voor amplitudegemoduleerde signalen bestemd is. Daarna beschouwen we het geval, dat het gewenschte signaal in frequentie is gemoduleerd, terwijl onze ontvanger voor frequentiegemoduleerde signalen is ingericht. Een sinusvormige amplitudegemoduleerde trilling kan men voorstellen door $(1 + m \sin pt) \sin \omega_0 t$; de storende trilling door $s \sin (\omega_0 + q_s)t$. Bij kleine waarden van s kan men de som van deze trillingen bij benadering [3]) voorstellen door $(1 + m \sin pt + s \cos q_s t) \sin (\omega_0 t + s \sin q_s t)$. De detector in een amplitudemodulatie-ontvanger geeft practisch als laagfrequente trilling: $m \sin pt + s \cos q_s t$. Men hoort nu de storing, indien $q_s < q_a$; is $q_s > q_a$, dan is geen storing te hooren. De amplitude van het storende geluid, gedeeld door de amplitude van het gewenschte geluid, is in dit geval s/m; bij 100% modulatiediepte van het gewenschte signaal wordt deze verhouding dus s, evenals dit het geval is bij beurtelings optreden van de storing en het gewenschte signaal.

Een sinusvormige frequentiegemoduleerde trilling kan men voorstellen door $\sin (\omega_0 t + m \cos pt)$;

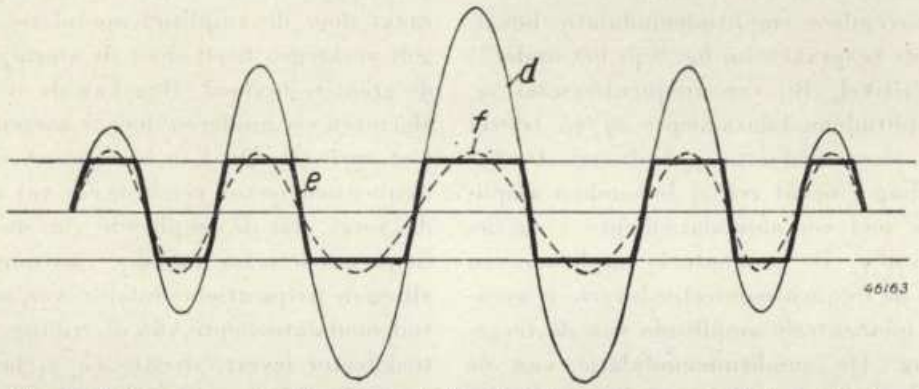


Fig. 5. Indien de amplitudebegrenzer slechts de te hooge toppen van het amplitudegemoduleerde signaal d zou afsnijden, zou de dik geteekende trilling e overblijven. In werkelijkheid levert de amplitudebegrenzer de gestippeld aangegeven, vloeiend verloopende trilling f.

[3]) Strikt genomen is deze benadering alleen toe te laten, zoolang $s \ll 1-m$, hetgeen beteekent, dat de storing s ten allen tijde klein moet zijn ten opzichte van de momenteele amplitude van het gewenschte signaal; bij groote modulatiediepte (dwz. m is ongeveer 1) wordt de formule gecompliceerder. Zie ook: T. Ned. Radiogen. 8, 340, 1940.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

de storende trilling is weer $s \sin (\omega_0 + q_s)t$. Bij kleine waarden van s kan men de som dezer trillingen bij benadering voorstellen door

$$\{1 + s \cos (m \cos pt - q_s t)\} \cdot \sin \{\omega_0 t + m \cos pt - s \sin (m \cos pt - q_s t)\}.$$

We gaan er van uit, dat onze frequentiemodulatie-ontvanger een begrenzer bevat, hetgeen in de practijk steeds het geval is. Deze reduceert de amplitude van de trilling tot een constant bedrag, waardoor de trilling, die de frequentiedetector bereikt, alleen evenredig is met

$$\sin \{\omega_0 t + m \cos pt - s \sin (m \cos pt - q_s t)\}.$$

De momenteele frequentie hiervan is

$$\omega_m = \omega_0 - \Delta\omega \sin pt + s (q_s + \Delta\omega \sin pt) \cdot \cos (m \cos pt - q_s t),$$

waarbij $\Delta\omega = mp$ (vergelijk het onder [1]) aangehaalde artikel) de frequentiezwaai voorstelt. Het laagfrequente signaal, dat aan de luidspreker wordt toegevoerd, is evenredig met het verschil van de draaggolffrequentie en de momenteele frequentie, dus met

$$\omega_0 - \omega_m = \Delta\omega \sin pt - s (q_s + \Delta\omega \sin pt) \cdot \cos (m \cos pt - q_s t).$$

De eerste term hiervan stelt het gewenschte signaal voor; de tweede term beteekent de storing. Deze storing is een trilling, waarvan zoowel de amplitude als de frequentie met de tijd verandert. De momenteele frequentie van de storing is volgens de in het aangehaalde artikel [1]) gegeven definitie $q_s + \Delta\omega \sin pt$. Daar de voorafgaande, selectieve kringen de hoogere frequenties niet doorlaten, komen bij de frequentiedetector slechts zulke waarden van q_s in aanmerking, welke kleiner zijn dan q_a, terwijl de maximale waarde van $\Delta\omega$ een weinig kleiner is dan q. De momenteele frequentie van de storing in het gedetecteerde laagfrequente signaal varieert dus tusschen nul en $q_s + \Delta\omega$. Doch de snelheid, waarmee deze momenteele frequentie varieert, is in het algemeen niet steeds klein ten opzichte van de momenteele frequentie zelf; daarom heeft het hier weinig zin van de momenteele frequentie te spreken. De hoorbare storing heeft hier het karakter van een geruisch, dat in het practisch meest voorkomende geval, nl. als $\Delta\omega > q_a$, slechts gedurende een gedeelte van de laagfrequente periode wordt gehoord. Wil men, zij het dan met ruwe benadering, gemakshalve toch van momenteele frequentie blijven spreken, dan kan men zeggen, dat de storing slechts is te hooren, als zijn momenteele frequentie ligt tusschen nul en q_a. Van een berekening van de verhouding van de hoorbare storing tot het hoorbare, gewenschte signaal willen we hier afzien. In de meeste practische gevallen is echter de verhouding van de energie der hoorbare storing tot de energie van het gewenschte hoorbare signaal bij frequentiemodulatie kleiner dan bij amplitudemodulatie. Daarentegen zijn er gevallen, waarin bij frequentiemodulatie wel storing wordt gehoord, doch bij amplitudemodulatie niet. Bij amplitudemodulatie geven nl. slechts die storende trillingen een hoorbare storing, wier frequenties liggen in het gebied van $\omega_0 - q_a$ tot $\omega_0 + q_a$, terwijl bij frequentiemodulatie dit gebied zich uitstrekt van $\omega_0 - q_1$ tot $\omega_0 + q_1$, waarbij in de regel $q_1 > q_a$.

Storingen door geruisch

Nadat we in het voorgaande de invloed van één enkele sinusvormige storing met kleine amplitude hebben toegelicht, willen we nu nagaan, hoe de ontvanger reageert op storingen van minder eenvoudige aard, zooals die in de practijk veelvuldig voorkomen. In de eerste plaats denken we hier aan storingen door de fluctuaties, die worden veroorzaakt door de thermische electronenbeweging in weerstanden en door de corpusculaire structuur van de electriciteit (electronen) in de versterkerbuizen, en die als het bekende ruischen worden waargenomen. Dit geruisch kan worden opgevat als een trilling, waarin alle frequenties met gelijke sterkte voorkomen. Evenals in het voorafgaande willen we allereerst het effect van het geruisch nagaan tijdens een pauze in de modulatie van het gewenschte signaal. Eenvoudigheidshalve onderstellen we, dat de geruischbronnen gelocaliseerd zijn aan de ingangsklemmen van de ontvanger, hetgeen steeds geoorloofd is, omdat alle gevallen van geruisch hiertoe zijn te herleiden. Bekijken we nu in de eerste plaats het geval van een amplitudemodulatie-ontvanger, dan krijgen we daarbij tengevolge van het gelijkmatig over het geheele frequentiespectrum verdeelde geruisch aan de ingangsklemmen een eveneens gelijkmatig over alle hoorbare frequenties verdeeld geruisch in de luidspreker. De energie van het geruisch aan de ingangsklemmen van de ontvanger in elk willekeurig frequentiebandje dq_s noemen wij $s^2 dq_s$, indien de energie van de gewenschte draaggolf gelijk 1 wordt gesteld. De energie van het geruisch in de luidspreker is in ieder frequentiebandje dq_s eveneens gelijk aan $s^2 dq_s$, indien de energie van het gedetecteerde gewenschte signaal bij 100% modulatiediepte weer gelijk aan 1 wordt gesteld. Om het totale effect van het geruisch te vinden moet men deze energie integreeren over het geheele hoorbare frequentiegebied en dit wordt dus: $\int_0^{q_a} s^2 dq_s = s^2 q_a$. De verhouding

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

van de energie van de geruischstoring tot die van het gewenschte signaal is dus: $s^2 q_a$.

Bij een frequentiemodulatie-ontvanger is het frequentiespectrum van het geruisch, zooals dit de luidspreker bereikt, anders dan aan de ingangsklemmen. Bij het beschouwen van één enkele sinusvormige storing hebben we reeds opgemerkt, dat bij aanwezigheid van een begrenzer de amplitudemodulatiediepte van de trilling, die de frequentiedetector levert tijdens een pauze in de modulatie, sq_s/q_1 bedraagt. De energie, die door deze trilling wordt vertegenwoordigd, is dan evenredig met $s^2(q_s/q_1)^2$. De energie van het geruisch, zooals dit de luidspreker bereikt, is in het frequentiebandje van q_s tot $q_s + dq_s$ evenredig met $s^2(q_s/q_1)^2\, dq_s$. De energie van het geruisch in de luidspreker is dan voor het geheele hoorbare frequentiegebied:

$$\int_0^{q} s^2 \frac{q_s^2}{q_1^2}\, dq_s = \frac{1}{3} s^2 \frac{q_a^3}{q_1^2}.$$

De amplitude van een gewenscht gedetecteerd signaal, veroorzaakt door een sinusvormig frequentiegemoduleerde trilling met een frequentiezwaai $\Delta\omega$, is bij dezelfde evenredigheidsfactor $\Delta\omega/q_1$; de energie is dus $(\Delta\omega/q_1)^2$. De verhouding van de energie van de geruischstoring tot die van het gewenschte signaal is dus $\frac{1}{3} s^2 q_a^3/(\Delta\omega)^2$. Deze verhouding is bij frequentiemodulatie $\frac{1}{3}(q_a/\Delta\omega)^2$ maal die bij amplitudemodulatie. Frequentiemodulatie is in dit opzicht dus gunstiger dan amplitudemodulatie, als men de frequentiezwaai $\Delta\omega$ veel grooter neemt dan de hoogste over te brengen hoorbare frequentie q_a, evenals dit bij een enkele sinusvormige storing het geval bleek te zijn.

Dit resultaat willen we nog toelichten aan de hand van een figuur. De amplitude van het laagfrequente signaal na detectie van een frequentiegemoduleerde trilling is evenredig met de frequentiezwaai. Na detectie is de amplitude van de enkele sinusvormige storing, bij afwezigheid van de modulatie van het gewenschte signaal, gedeeld door de amplitude van het gewenschte signaal bij sinusvormige modulatie met een frequentiezwaai $\Delta\omega$, gelijk aan $sq_s/\Delta\omega$. In *fig. 6* stelt OA de amplitude 1 en OB de maximale frequentiezwaai $\Delta\omega$ voor van het gewenschte signaal; BC de amplitude s, zooals die in het voorafgaande werd gedefinieerd voor een storing door geruisch, de lijn OC de amplitude van de gedetecteerde storing als functie van het frequentieverschil q_s tusschen de gewenschte draaggolf en het storend signaal bij een frequentiemodulatie-ontvanger. Bij amplitudemodulatie verkrijgen alle hoorbare geruischcomponenten dezelfde amplitude, nl. OF. Bij frequentiemodulatie neemt de amplitude lineair toe met toenemende q_s; voor $q_s = 0$ is deze amplitude nul, voor $q_s = q_a$ is zij $s\, q_a/\Delta\omega = DE$ in fig. 6.

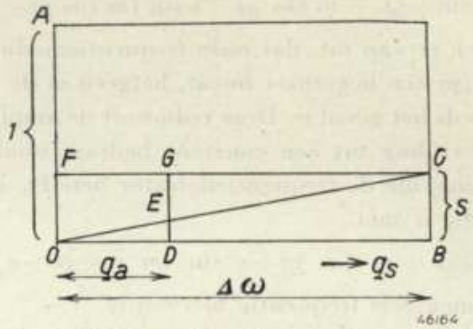


Fig. 6. De amplitude van de gedetecteerde storing bij een frequentiemodulatie-ontvanger als functie van het frequentieverschil q_s tusschen de gewenschte draaggolf en het storende signaal wordt weergegeven door de rechte lijn OC door de oorsprong. Bij een amplitudemodulatie-ontvanger geeft de horizontale lijn FG het overeenkomstige verband aan.

Alleen die geruischcomponenten, waarvan de frequentie kleiner is dan q_a (OD in fig. 6), dragen bij tot de hoorbare storing. De energie van het storende geruisch in een bepaald frequentiebandje dq_s is evenredig met het kwadraat van de amplitude. De totale hoorbare geruischenergie vindt men dus door de kwadraten der ordinaten in fig. 6 te integreeren van nul tot q_a. Voert men deze integratie uit, dan verkrijgt men weer de reeds genoemde verhouding $\frac{1}{3}(q_a/\Delta\omega)^2$ voor de energie van het geruisch ten opzichte van die van het gewenschte signaal.

Daar de invloed van het geruisch bij frequentiemodulatie klein kan worden gemaakt door de frequentiezwaai $\Delta\omega$ veel grooter te kiezen dan de grensfrequentie q_a van het hoorbare gebied, zou men wellicht kunnen meenen, dat men, door $\Delta\omega$ steeds maar grooter te kiezen, het geruisch onbeperkt zou kunnen verminderen. Dit is echter onjuist, daar men de frequentiezwaai $\Delta\omega$ niet zonder meer boven een bepaalde grens kan opvoeren. Op deze kwestie zullen we nog nader terugkomen.

In de voorafgaande beschouwingen was nog steeds ondersteld, dat in de ontvanger vóór de frequentiedetector een begrenzer was aangebracht. Bovendien is de invloed van het geruisch slechts nagegaan tijdens een pauze in de gewenschte modulatie. Ontbreekt echter de begrenzer en zijn gewenschte en ongewenschte modulatie gelijktijdig aanwezig, dan vindt men voor de verhouding van het quotient van geruischenergie en energie van het gewenschte signaal bij frequentiemodulatie tot dat bij amplitudemodulatie:

$$\frac{1}{3}\left(\frac{q_a}{\Delta\omega}\right)^2 + \left(\frac{q_1}{\Delta\omega}\right)^2 + \frac{1}{2}.$$

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De eerste van deze drie termen is dezelfde, als we boven reeds hebben gevonden voor het geval, dat een begrenzer aanwezig is, en is dus afkomstig van de door het geruisch veroorzaakte frequentiemodulatie. De tweede term is minstens 1 en stelt de storingsbijdrage voor, veroorzaakt door de amplitudemodulatie, die de ongemoduleerde draaggolf verkrijgt tengevolge van het geruisch. De herkomst van de derde term is niet zoo gemakkelijk aan te geven, daar deze slechts voorkomt, wanneer storing en gewenschte frequentiemodulatie gelijktijdig aanwezig zijn, zoodat we deze de wisselwerkingsterm kunnen noemen. Als conclusie kunnen we hier opmerken, dat de storingsenergie tengevolge van geruisch bij frequentiemodulatie zonder begrenzer meer dan $1^1/_2$ maal zoo groot is als bij amplitudemodulatie. Is echter een begrenzer aanwezig, dan is ook tijdens de aanwezigheid der gewenschte modulatie bovengenoemde verhouding dezelfde als tijdens een pauze in de gewenschte modulatie, dus slechts $\frac{1}{3}\,(q_s/\Delta\omega)^2$, hetgeen bij een voldoend groote waarde van de frequentiezwaai $\Delta\omega$ klein is ten opzichte van 1.

Het effect van de begrenzer bestaat dus hierin, dat de tweede term, die minstens 1 bedraagt, en de derde, die $^1/_2$ bedraagt, worden geëlimineerd, zoodat we alléén de eerste term overhouden. Het is dan dus geraden, de eerste term zoo klein mogelijk te maken, zooals juist werd besproken. In de practijk is een begrenzer echter nooit geheel ideaal; er blijft altijd nog wel eenige invloed van de amplitudemodulatie over. Gebruikt men een balansdetectieschakeling, bijv. zooals in het aangehaalde artikel [1]) werd besproken, dan wordt, ook indien geen begrenzer aanwezig is, de invloed van de amplitudemodulatie opgeheven in zooverre, dat de tweede term van de zoo juist besproken uitdrukking verdwijnt, doch de derde term blijft dan wel over. Men krijgt het beste resultaat door een begrenzer en een balansdetector tezamen te gebruiken. In dat geval blijkt de experimenteel gevonden storingsenergie inderdaad overeen te komen met de kleine eerste term van onze uitdrukking.

Storingen met groote amplitude

Tot nu toe is ondersteld, dat de amplitude der storingen tengevolge van geruisch of andere oorzaken klein was, vergeleken met de amplitude van het gewenschte signaal. Is dit niet het geval, dan is de vermindering der storing bij frequentiemodulatie ten opzichte van amplitudemodulatie minder groot. Is de amplitude der storing grooter dan de amplitude van het gewenschte signaal, dan wordt niet de storing door het signaal, maar het signaal door de storing overstemd. Zoolang de storing kleiner is dan ongeveer de helft van het gewenschte signaal, geeft frequentiemodulatie verbetering ten opzichte van amplitudemodulatie, al is het dan ook in mindere mate dan overeen zou komen met de daarvoor gegeven uitdrukkingen: $(q_s/\Delta\omega)^2$ voor discrete storingen en $\frac{1}{3}\,(q_s/\Delta\omega)^2$ voor geruisch. Is de gemiddelde amplitude s van het geruisch kleiner dan ongeveer 1/10 van die van het gewenschte signaal, dan is de storing practisch niet grooter dan de uitdrukking levert. Kiezen we bijv. de frequentiezwaai $\Delta\omega = 5q_s$, dan is de verhouding van de storingsenergie bij frequentiemodulatie ten opzichte van die bij amplitudemodulatie 1/75, dus in ons geval de gemiddelde amplitude van het geruisch $\sqrt{1/75} \cdot 1/10 = 1/86$ van de amplitude van het gewenschte signaal, hetgeen nog een aanvaardbare ontvangst mogelijk maakt. Bij amplitudemodulatie daarentegen is bij een geruisch met een amplitude gelijk aan 1/10 van de amplitude van het gewenschte signaal een genietbare omroepontvangst uitgesloten. Practisch is gebleken, dat een signaalspanning van ongeveer 10 μV op de ingangsklemmen van een goed geconstrueerde frequentiemodulatieontvanger voldoende is voor behoorlijk geruischvrije ontvangst bij afwezigheid van andere storingen, terwijl men bij amplitudemodulatie hiervoor ongeveer 1000 μV noodig heeft.

De amplitude der storingen aan de begrenzer geeft in dit opzicht de doorslag. Deze amplitude hangt af van het door de bandfilters doorgelaten frequentiegebied; de breedte van dit gebied hangt af van de maximale frequentiezwaai, waarvoor het ontvangtoestel is geconstrueerd, want de hoogfrequentie- en middenfrequentiebandfilters moeten een frequentieband van tenminste $2\Delta\omega$ doorlaten. De amplitude van het geruisch is evenredig met de wortel uit de bandbreedte. Hoe grooter de frequentiezwaai $\Delta\omega$, des te grooter dus de geruis hamplitude aan de begrenzer. Doch, zooals reeds werd opgemerkt, verdwijnen de karakteristieke voordeelen van de frequentiemodulatie, indien de geruischamplitude aan de begrenzer niet meer kleiner is dan ongeveer de helft van de amplitude van het gewenschte signaal. Men kan derhalve de frequentiezwaai niet zonder gevaar onbeperkt vergrooten. Wil men alle frequenties tot de gehoorgrens, dus tot 15 000 per/sec, overbrengen, — waartoe dan ook het laagfrequent gedeelte van de ontvanger inclusief de luidspreker in staat moet zijn —, dan is de practisch gunstigste waarde voor de frequentiezwaai ongeveer 75 000 per/sec; dus als hoekfrequentie: $\Delta\omega = 2\pi \cdot 75\,000$.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Atmosferische storingen en storingen door electrische apparaten

De invloed van deze storingen, die gewoonlijk bestaan uit eenige korte stooten, is wegens hun onregelmatige vorm niet nauwkeurig algemeen aan te geven. Bij gelijke effectieve waarden zijn de maximale waarden dezer storingen in de regel grooter dan van storingen door geruisch. Bereikt de maximale waarde der storingen het niveau van het gewenschte signaal, dan zal gedurende deze maxima de storing aanzienlijk zijn, dwz. niet kleiner dan bij amplitudemodulatie, terwijl gedurende de tijden, dat de oogenblikswaarde dezer storingen klein is, weinig of geen hinder hiervan wordt ondervonden. Het karakter dezer storingen is dus bij frequentiemodulatie geheel anders dan bij amplitudemodulatie en wel zoodanig, dat bij niet al te hevige storingen frequentiemodulatie met een groote frequentiezwaai toch nog gunstiger is dan amplitudemodulatie.

Storingen door andere zenders

Ten opzichte van storingen door andere zenders is frequentiemodulatie in het algemeen minder gevoelig dan amplitudemodulatie. Een storing door een amplitudegemoduleerde storende zender met een frequentie, gelegen in het gebied, dat wordt ingenomen door de momenteele frequentie van een gewenschte frequentiegemoduleerde zender, wordt op dezelfde wijze merkbaar als een enkele sinusvormige storing. Is dus het storende signaal veel kleiner dan het gewenschte signaal, dan zal men weinig hinder ervan ondervinden. Een frequentiegemoduleerde storende zender, die in de ontvanger een kleinere spanning geeft dan de gewenschte zender en waarvan het frequentiegebied geheel of gedeeltelijk samenvalt met dat van de gewenschte frequentiegemoduleerde zender, zal eveneens weinig storing geven. Ten eerste om dezelfde reden als bij andere storingen, en ten tweede, omdat er in eerste benadering alleen dàn een storing is te hooren, indien het verschil der „momenteele" frequenties voor beide zenders in het hoorbare gebied ligt, hetgeen slechts gedurende een gedeelte van de tijd het geval zal zijn, vooral als de frequentiezwaai groot is. Is het storende frequentiegemoduleerde signaal echter niet veel kleiner dan het gewenschte frequentiegemoduleerde signaal, dan is het voor storingsvrije ontvangst noodzakelijk, dat de gebieden der momenteele frequenties van beide zenders niet ten deele over elkaar heen vallen. De frequentie-afstand der draaggolven moet dus in dat geval minstens tweemaal de frequentiezwaai bedragen.

Conclusies

Het voordeel van frequentiemodulatie boven amplitudemodulatie voor den radio-omroep bestaat in hoofdzaak uit de mogelijkheid minder last van geruisch en andere storingen te hebben. Hiertoe is het noodig, dat in de ontvanger een amplitude-begrenzer is aangebracht; bovendien is een balansdetector gewenscht. De frequentiezwaai moet aanmerkelijk grooter zijn dan de hoogste over te brengen modulatiefrequenties. Een gunstige practische waarde voor de frequentiezwaai bij omroep is 75 000 per/sec. Hierbij hangt het in het frequentiespectrum ingenomen gebied vrijwel niet af van de modulatiefrequentie. Men kan dus het audiofrequente gebied uitbreiden tot de gehoorgrens (15 000 per/sec), zonder dat het gebied, dat in het frequentiespectrum wordt ingenomen, wordt vergroot, waardoor de kwaliteit van de ontvangst tot het uiterste kan worden opgevoerd. Daarvoor is het noodzakelijk, dat zoowel zender (van microfoon tot antenne) als ontvanger (van antenne tot en met luidspreker) hierop zijn berekend. Zal echter deze uitbreiding van het frequentiegebied inderdaad kwaliteitsverbetering geven, dan is het bovendien vereischt, dat de vervorming in zender en ontvanger bijzonder klein is.

Bij de radio-omroep met ampli udemodulatie is het gebruikelijk de groote intensiteitsverschillen, die voor een genietbare weergave van muziek onontbeerijk zijn, te verminderen [4]), o.a. om de zachte passages niet te laten verdrinken in het geruisch. Bij frequentiemodulatie is dit echter niet noodig, daar in vrijwel het geheele gebied, waar de zender storingsvrij is te ontvangen, ook tijdens de zachtste passages geen geruisch is te hooren. Met frequentiemodulatie heeft de omroep het dus in de hand, een muziekweergave mogelijk te maken, waarbij de dynamiek geen geweld wordt aangedaan. Wegens de groote frequentiezwaai is de frequentiemodulatie op de beschreven wijze slechts toe te passen voor korte golven ($\lambda < 10$ m); voor langere golven verdient dus amplitudemodulatie de voorkeur. Korte golven zijn slechts in een beperkt gebied te ontvangen, daar zij niet door de ionosfeer worden gereflecteerd. Derhalve kan men dezelfde draaggolffrequentie op een afstand van bijv. 300 km voor een andere zender gebruiken. Bovendien zullen twee zenders met eenzelfde draaggolffrequentie elkaar in een kleiner gebied storen dan bij amplitudemodulatie, daar de storing niet zoo klein behoeft te zijn tenopzichte van het gewenschte signaal.

[4]) Zie bijv.: V. Cohen Henriquez, Compressie en expansie bij geluidsoverdracht, Philips techn. T. 3, 209, 1938.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!